

УДК 621.317.421.2

EDN: KPDNNH

© И. Ю. Николайчук, 2025

ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ ПРИМЕНЕНИЯ СТРУНЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ЭЛЕМЕНТОВ УСКОРИТЕЛЬНЫХ УСТАНОВОК (ОБЗОР). Ч. 1. МАГНИТОМЕТРИЧЕСКИЕ МЕТОДИКИ И СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ СТРУНЫ

Измерение характеристик магнитных полей структурных магнитов является неотъемлемой частью процесса создания ускорительного комплекса. Повышение требований к параметрам полей магнитов ускорителей влечет за собой необходимость создания прецизионных систем измерений. Струнные методики измерений магнитных полей обладают рядом преимуществ по сравнению с другими техниками измерений. В данной работе приведен обзор известных подходов к измерениям магнитных полей, основанных на использовании струны, и описаны принципы создания магнитометрических систем для проведения струнных измерений.

Ключевые слова: магнитные измерения, натянутая струна, ускорительный комплекс, методика

ВВЕДЕНИЕ

При проектировании магнитооптической системы ускорителя на основе расчетов динамики пучка определяются допуски на качество магнитного поля [1]. Проверка качества изготовления и сборки магнита на этапе его производства проводится посредством магнитных измерений. Для этого разрабатываются прецизионные магнитометрические системы. Наиболее распространенными устройствами, лежащими в основе систем измерений магнитных полей элементов ускорителей, являются датчики Холла, индукционные катушки и токопроводящая струна.

Измерение карты поля датчиком Холла чаще всего применяется для крупномасштабных магнитных систем ускорителей. Классическими примерами таких систем являются магниты циклотронов, магнитные сепараторы, детекторы частиц и различные элементы линий транспортировки пучка. Для измерений карты поля магнитов детекторов частиц датчик Холла используется в связи с необходимостью точного восстановления треков частиц после столкновений, для чего величина магнитного поля должна быть определена во всем объеме детектора с высоким пространственным разрешением [2]. В ускорительных модулях, имеющих значительные габариты, например в циклотронах, датчик Холла удобен для построения пространственных систем измерений.

Ускорители синхротронного типа, являясь модульными машинами, состоят из большого коли-

чества относительно малых (по сравнению с размером ускорителя) дипольных, квадрупольных и мультипольных магнитов. Требования к параметрам магнитного поля данных элементов задаются в интегральных величинах вдоль направления движения пучка. В связи с этим измерение полной карты поля магнитов синхротронов является избыточной задачей. Кроме того, измерительные системы на основе датчиков Холла требуют разработки высокоточной трехкоординатной системы позиционирования, охватывающей весь подлежащий измерениям объем магнита. В применении к сверхпроводящим магнитам с малой апертурой конструирование такой системы перемещения становится чрезвычайно сложной и нецелесообразной задачей.

Широкое распространение при измерениях полей магнитов синхротронов получили системы на основе индукционных катушек [3, 4]. Данная система представляет собой набор токопроводящих обмоток, вращаемых как целое в апертуре магнита. Вращение проводящих витков в постоянном магнитном поле индуцирует на них ЭДС, интегрируя которую определяют зависимость магнитного потока от угла поворота витков катушки. Магнитное поле внутри объема магнита в предположении неизменности распределения вдоль продольной оси может быть разложено в ряд Фурье и представлено в виде сумм соответствующих гармоник [3]. Для измерения высших гармоник поля, амплитуда которых находится на уровне 10^{-4} по отношению к основной компоненте поля, при-

меняется особая схема соединения измерительных катушек, позволяющая подавить вклад основной компоненты поля [4].

Конструкция магнитометра на основе индукционных катушек в большинстве случаев представляет собой цилиндрический вал с расположенными на нем (или в нем) катушками. Такой способ создания магнитометра при использовании специализированных материалов позволяет применять магнитометрическую систему для измерений параметров магнитного поля сверхпроводящих магнитов в криогенных рабочих условиях. В зависимости от требований к точности измерительной системы катушки могут изготавливаться путем намотки, а также в виде однослойных или многослойных печатных плат. Сборка магнитометра осуществляется с использованием координатно-измерительных машин (КИМ) с целью снижения ошибок позиционирования катушек. Повторяемость результатов измерений может достигать 10^{-6} , однако абсолютная точность измерений определяется ошибками изготовления и позиционирования катушек. При обработке результатов измерений производится нормировка данных на "коэффициент чувствительности" катушки, зависящий от ее геометрических размеров [3]. Таким образом, типичная относительная точность определения абсолютных параметров магнитного поля методом индукционных катушек находится на уровне 10^{-3} . Для повышения точности требуется дополнительная калибровка катушек [5].

Для измерений параметров магнитного поля элементов ускорителей при помощи струны применяются несколько техник измерений. Методики основаны на использовании вибрирующей [6–8], натянутой [9] и пульсирующей струны [10]. Данные способы измерений различаются по принципу построения процесса измерений. Основными преимуществами использования струны при измерении магнитов ускорителей являются универсальность магнитометрической системы, применимость для магнитов с малыми апертурами и потенциально высокая точность измерений при проведении необходимых калибровок измерительной системы на этапе ввода в эксплуатацию [11]. Использование подобных измерительных систем для сверхпроводящих магнитов ограничивается необходимостью установки антикриостата в апертуру магнита, что является нетривиальной задачей в случае магнитов с малой апертурой.

В данной работе сделана попытка систематизировать материал, касающийся существующих техник и систем измерений магнитных полей на основе струны. Основное внимание уделено принципам построения магнитометрических систем, реализующих струнные методики измерений, процессу проведения измерений и обработке полу-

чаемых данных, а также оценке точности проводимых измерений. Подробно описаны детали процессов ввода в эксплуатацию систем магнитных измерений и проведения измерений с учетом опыта применения подобных систем для магнитов ускорительного комплекса NICA.

1. СТРУННЫЕ МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

1.1. Методика вибрирующей струны

Принцип действия

Данный способ измерений основан на детектировании действия силы Лоренца, возникающей при пропускании переменного тока по струне, натянутой в постоянном поле измеряемого магнита. В струне возникают механические колебания, амплитуда которых пропорциональна интегральной величине магнитного поля. Выбор частоты тока, близкой к одной из резонансных частот собственных колебаний струны, позволяет значительно повысить чувствительность метода.

Положение магнитной оси

Колебания струны описываются дифференциальным уравнением

$$m_l \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} = T \frac{\partial^2 x}{\partial z^2} - \gamma \frac{\partial x}{\partial t} + I(t) B(z), \quad (1)$$

где m_l — погонная масса струны, T — сила натяжения струны, γ — коэффициент демпфирования, $I(t) = I_0 e^{i\omega t}$ — переменный ток в струне с частотой $\omega = 2\pi f$ и $B(z)$ — поперечное магнитное поле.

Принимая во внимание провисание струны под действием гравитации и граничные условия уравнения (1) $x(0, t) = x(L_w, 0) = 0$ (L_w — длина струны) в допущении пренебрежимо малой величины поля измеряемого магнита в областях на краях струны, решения, описывающие колебания струны в вертикальном и горизонтальном направлениях, имеют вид:

$$\begin{aligned} y_B^{res}(z, t) &\cong \frac{I_0 B_{xn}}{m_l \omega_n \alpha} \sin\left(\frac{n \pi z}{L_w}\right) \cos\left(\omega_n t - \frac{\pi}{2}\right), \\ x_B^{res}(z, t) &\cong \frac{I_0 B_{yn}}{m_l \omega_n \alpha} \sin\left(\frac{n \pi z}{L_w}\right) \cos\left(\omega_n t + \frac{\pi}{2}\right), \end{aligned} \quad (2)$$

где $y_B^{res}(z, t)$ и $x_B^{res}(z, t)$ — амплитуды колебаний в вертикальном и горизонтальном направлениях соответственно; I_0 — амплитудное значение

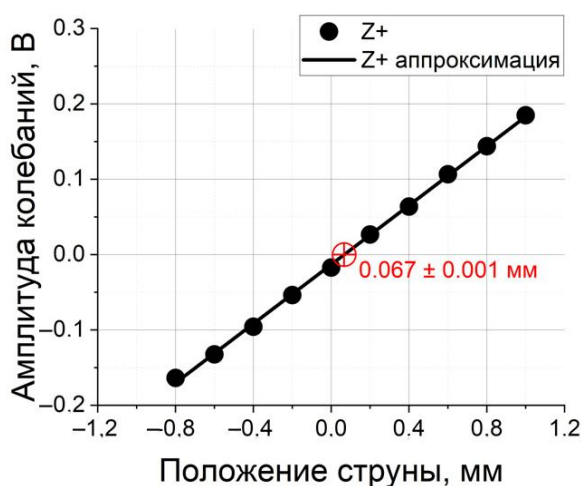


Рис. 1. Зависимость амплитуды колебаний от перемещения струны [7].

$z+$ — экспериментальные точки

переменного тока в струне; B_{xn} и B_{yn} — горизонтальные и вертикальные гармонические компоненты магнитного поля порядка n ; ω_n — циклическая частота колебаний струны (n — порядок кратности собственной частоте колебаний); α — коэффициент, зависящий от степени затухания амплитуды колебаний струны; z — продольная координата [12].

Из уравнений (2) можно сделать вывод, что при перемещении струны изменяется только величина магнитного поля, интегрально воздействующая на струну. Таким образом, измерение положения магнитной оси в случае квадрупольного магнита сводится к движению струны по линейной траектории в апертуре магнита и определению положения, соответствующего минимуму амплитуды колебаний.

Зависимость величины магнитного поля от радиуса в квадрупольном магните является линейной с хорошей степенью точности. Это позволяет проводить измерения в относительно малом количестве точек и затем аппроксимировать полученные зависимости линейной функцией. На рис. 1 представлены экспериментально измеренные точки, их аппроксимация линейной функцией и точка пересечения с осью абсцисс с указанием точности аппроксимации. Экспериментально измеренные точки указываются с учетом знака фазы между переменным током в струне и колебаниями струны. Данная фаза находится в пределах от $-\pi/2$ до $\pi/2$. Без учета фазы измеренные значения находятся в положительной области значений, и ап-

проксимация производится функцией $y = |x|$, что усложняет вычисления.

Продольный профиль магнитного поля

Методика вибрирующей струны позволяет измерять продольное распределение магнитного поля вдоль струны [8]. Процедура измерений заключается в определении амплитудно-частотных зависимостей колебаний струны в окрестностях гармоник собственной резонансной частоты. При этом концы струны должны быть расположены на достаточном удалении от магнита в областях, где величина магнитного поля пренебрежимо мала. В этом случае продольное распределение магнитного поля имеет нулевые граничные условия, как и распределение амплитуды колебаний струны. Исходя из этого, распределение магнитного поля и амплитуды колебаний струны могут быть представлены в виде синусоидальных гармоник разложения Фурье

$$\begin{aligned} \sum_n U_n (\omega^2 - \omega_n^2 + i\gamma\omega) \sin\left(\frac{\pi n}{L} z\right) = \\ = \sum_n \frac{I_0 B_n}{m_l} \sin\left(\frac{\pi n}{L} z\right). \end{aligned} \quad (3)$$

Сравнив правую и левую части уравнения (3), определим соотношение между коэффициентами U_n и B_n . Подставив его в общее решение уравнения (1), получаем

$$A(z, t) = \sum_n \frac{B_n \sin\left(\frac{\pi n}{L} z\right)}{(\omega^2 - \omega_n^2 + i\gamma\omega)} I_0 e^{i\gamma\omega t}. \quad (4)$$

Задача восстановления продольного распределения поля вдоль струны заключается в определении величины коэффициентов разложения магнитного поля B_n при измерении амплитуды колебаний струны в фиксированной точке с координатой z_0 .

Амплитудно-частотная характеристика в окрестностях каждой из гармоник резонансной частоты собственных колебаний струны (рис. 2) описывается следующим уравнением:

$$\mathcal{F}_n(\omega) = \frac{a_n}{\sqrt{(b_n^2 - \omega^2)^2 + (c_n \omega)^2}}, \quad (5)$$

где a_n , b_n , c_n — свободные параметры. Коэффициент a_n связан с коэффициентами разложения магнитного поля B_n соотношением

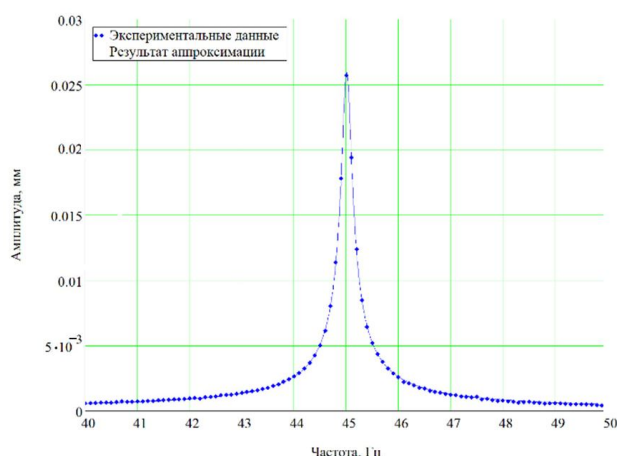


Рис. 2. Экспериментальные данные и результат аппроксимации амплитудно-частотной характеристики.

$$B_n = a_n \frac{1}{\sin\left(\frac{\pi n}{L} z_0\right)} \frac{2m_l}{I_0^2}. \quad (6)$$

Коэффициент b_n равен гармонике резонансной частоты собственных колебаний струны, $c_n = \alpha / m_l$. Знак коэффициента a_n определяется сдвигом фаз между колебаниями струны и переменным током в струне на частоте резонанса.

Аппроксимируя экспериментальные данные полиномиальной функцией (5), определяются коэффициенты разложения магнитного поля. Затем с учетом полученных коэффициентов восстанавливается профиль продольного распределения магнитного поля вдоль струны (рис. 3):

$$B(z) = \sum_n B_n \sin\left(\frac{\pi n}{L} z\right). \quad (7)$$

Осциллирующая струна

Одной из вариаций техники вибрирующей струны является метод осциллирующей струны. Главным отличием является выбор частоты тока в струне на удалении от области резонанса. В основе данного метода лежит процесс измерений зависимости амплитуды колебаний струны от ее положения в апертуре магнита при движении по определенной траектории. Для измерений интегральных гармоник магнитного поля наиболее часто применяется круговая траектория движения. Движение по окружности позволяет упростить последующую обработку данных. Амплитуды колебаний струны в горизонтальной и вертикальной плоскостях пропорциональны величине интегрального магнитного поля, действующего

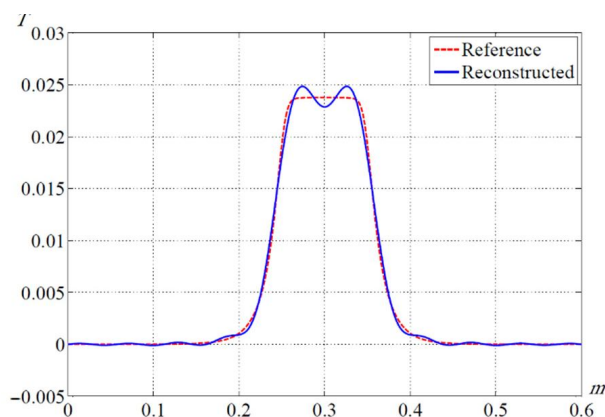


Рис. 3. Результат моделирования (Reference) и восстановления (Reconstructed) продольного профиля поля по измерениям 20 гармоник [14].

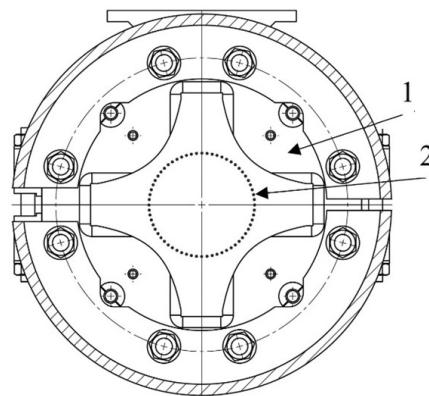


Рис. 4. Траектория перемещения струны 2 при измерениях поля квадрупольного магнита 1.

на струну ортогонально к плоскости колебаний:

$$\begin{aligned} d_x(\varphi_k) &= \text{sign}\left(\psi_{x,k} - \frac{\pi}{2}\right) \kappa_x \int_0^L B_x(\varphi_k) dz, \\ d_y(\varphi_k) &= \text{sign}\left(\psi_{y,k} - \frac{\pi}{2}\right) \kappa_y \int_0^L B_y(\varphi_k) dz, \end{aligned} \quad (8)$$

где κ_x , κ_y — коэффициенты пропорциональности между магнитным полем и амплитудой колебаний; $\psi_{x,k}$, $\psi_{y,k}$ — разность фаз между током в струне и колебаниями струны. В случае, если зависимость амплитуды колебаний струны измеряется в K точках, описывающих окружность в поперечном сечении магнита (см. рис. 4), полученные зависимости могут быть разложены в ряд Фурье для вычисления гармонических составляющих магнитного поля:

$$\begin{aligned} A_n &= \frac{2}{K} \sum_{k=0}^{K-1} d_y(\varphi_k) \sin(n\varphi_k), \\ B_n &= \frac{2}{K} \sum_{k=0}^{K-1} d_y(\varphi_k) \cos(n\varphi_k) \end{aligned} \quad (9)$$

либо

$$\begin{aligned} A_n &= \frac{2}{K} \sum_{k=0}^{K-1} d_x(\varphi_k) \cos(n\varphi_k), \\ B_n &= \frac{2}{K} \sum_{k=0}^{K-1} d_x(\varphi_k) \sin(n\varphi_k). \end{aligned} \quad (9a)$$

Значения радиальных гармоник, определенные независимо в обеих плоскостях, должны совпадать. Таким образом, достаточно провести измерение в одном из поперечных направлений колебаний. Результаты измерений в ортогональной плоскости могут использоваться для дополнительного контроля.

Для вычисления абсолютных значений гармоник поля проводится процедура калибровки и определяются величины коэффициентов пропорциональности κ_x , κ_y . Без калибровки возможно определить только относительные гармоники — отношение гармоники порядка выше основной к основной гармонике поля

$$a_{n+1} = \frac{A_n}{B_N}, \quad b_{n+1} = \frac{B_n}{B_N}. \quad (10)$$

Индекс $n+1$ используется для перехода от поперечных компонент поля к радиальным [13].

1.2. Методика натянутой струны

Принцип действия

Методика натянутой струны заключается в измерении ЭДС, наводящейся в струне, движущейся как целое в постоянном магнитном поле, или в неподвижной струне, находящейся в импульсном поле. ЭДС в струне возникает вследствие изменения величины векторного потенциала магнитного поля, направление которого совпадает со струной. Интегрируя ЭДС по времени, определяют величину векторного потенциала.

Метод натянутой струны позволяет измерять положение магнитной оси, угол скручивания магнитного поля (roll angle) квадрупольного магнита [14], интегральную величину магнитного поля и интегральные гармоники.

Измерение гармоник в постоянном поле

При равномерном движении струны по круговой траектории интеграл по времени от измеренного сигнала ЭДС может быть представлен как

зависимость от координаты струны. Если рассматривать полярную систему координат, центр которой совпадает с центром окружности измерений, интеграл от ЭДС может быть представлен в зависимости от угла поворота струны, как

$$I(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos(\theta) + b_n \sin(\theta)) \left(\frac{r}{r_0} \right)^n, \quad (11)$$

где θ — угол поворота точки измерений на окружности; a_n , b_n — гармоники векторного потенциала; r — радиус окружности измерений; r_0 — референсный радиус (радиус приведения гармоник). Гармоники векторного потенциала и магнитного поля связаны между собой следующими соотношениями:

$$A_n = \frac{na_n}{r_0}, \quad B_n = \frac{-nb_n}{r_0}. \quad (12)$$

Величины высших гармоник, как правило, имеют амплитуду на уровне 10^{-4} от основной гармоники. Повышение точности измерений высших гармоник осуществляется при помощи компенсации основной компоненты поля. Одним из способов компенсации является движение струны по специально подбираемой траектории (см. рис. 5) [9].

Для компенсации мультипольной компоненты N -порядка струна пошагово перемещается в каждую из M точек измерений, представляющих собой окружность радиуса r . В каждой точке измерений струна смещается по линейной траектории. Угол между горизонталью и линией смещения струны определяется в каждой точке, как

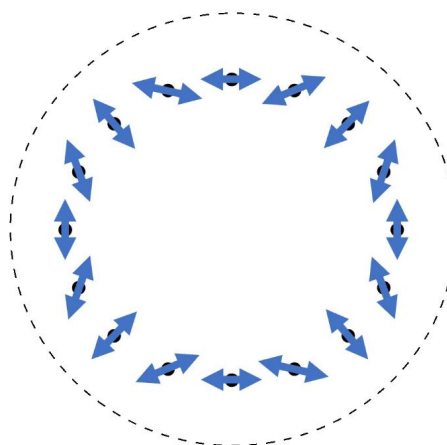


Рис. 5. Траектория движения струны при компенсации вклада мультипольной компоненты.

$$\theta_m = -(N-1)\alpha_m + \varphi_N - \frac{\pi}{2}, \quad (13)$$

где α_m — угол дуги окружности каждой из M точек, φ_n — начальная фаза гармоники. Для компенсации сразу нескольких гармоник измерения проводятся на двух радиусах. При смещении струны в каждой из точек измеряется интеграл наведенной ЭДС. Затем по измеренной угловой зависимости интеграла векторного потенциала определяются гармоники поля обратным преобразованием выражения (11).

Измерение гармоник в импульсном поле

При измерениях малых постоянных магнитных полей соотношение сигнал/шум может быть недостаточным для проведения измерений с необходимой точностью. В этом случае одним из способов повышения чувствительности метода является измерение в импульсном магнитном поле с высокой скоростью нарастания.

Струна движется по круговой траектории, разбитой на N точек (рис. 6). В каждой точке положение струны фиксируется и в обмотку магнита подается импульс тока. Сигнал ЭДС, наведенной на струну, интегрируется и определяется значение интеграла, соответствующее заранее определенному значению тока. Из распределения интеграла ЭДС по углу (координате) производится расчет гармоник поля по формулам (11) и (12).

1.3. Методика пульсирующей струны

Данный метод наиболее широко применяется при измерениях магнитных полей вставных устройств источников синхротронного излучения,

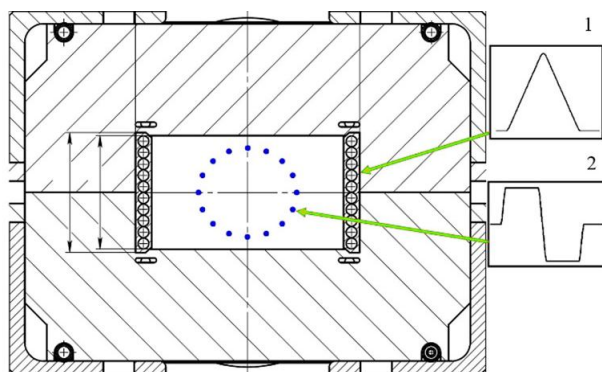


Рис. 6. Траектория движения струны при измерениях в импульсном поле.

1 — импульс тока в обмотке магнита, 2 — сигнал ЭДС, наводящейся в струне

таких как вигглеры и ондуляторы. Струна протягивается сквозь апертуру магнита с постоянным полем. При подаче на струну короткого импульса высокого напряжения в струне образуется область локального возмущения, распространяющаяся к концам струны. Вблизи одного из концов струны располагается оптический датчик, регистрирующий форму распространяющейся волны [10]. На основе данных измерений определяются первый и второй интегралы магнитного поля.

Поперечное смещение струны описывается уравнением

$$-\frac{E \Upsilon}{T} \frac{\partial^4 x}{\partial z^4} + \frac{\partial^2 x}{\partial z^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} = -\frac{B(z) I(t)}{T}, \quad (14)$$

где E — модуль упругости, Υ — момент инерции, $I(t)$ — зависимость тока в струне от времени, $B(z)$ — величина поперечного поля в точке z , T — сила натяжения струны. Скорость распространения волны в струне определяется, как

$$v = \sqrt{T/m_l}.$$

В случае импульса тока малой длительности зависимость смещения струны от времени в месте расположения оптического датчика описывается соотношением

$$x(t) = -\frac{I_0 \Delta t}{2m_l v} \int_0^v B(z) dz, \quad (15)$$

где I_0 — амплитуда импульса тока, Δt — длительность импульса. Таким образом измеряется первый интеграл магнитного поля.

Помимо первого интеграла поля, важной характеристикой вигглеров и ондуляторов является второй интеграл поля. Он измеряется при подаче импульса тока большей длительности. Связь второго интеграла магнитного поля и формы отклонения струны описывается уравнением

$$x(t) = -\frac{I_0}{2m_l v^2} \int_0^v dz \int_0^z B(u) du. \quad (16)$$

На точность проводимых измерений влияют как внутренние (характеристики материала струны, дисперсия из-за жесткости струны, провисание струны, неточности изготовления струны), так и внешние факторы (вибрации, движение воздуха, флуктуации оптических компонент). Минимизация негативного влияния всех вышеуказанных источников помех производится на этапах разработки и ввода в эксплуатацию магнитометрической системы.

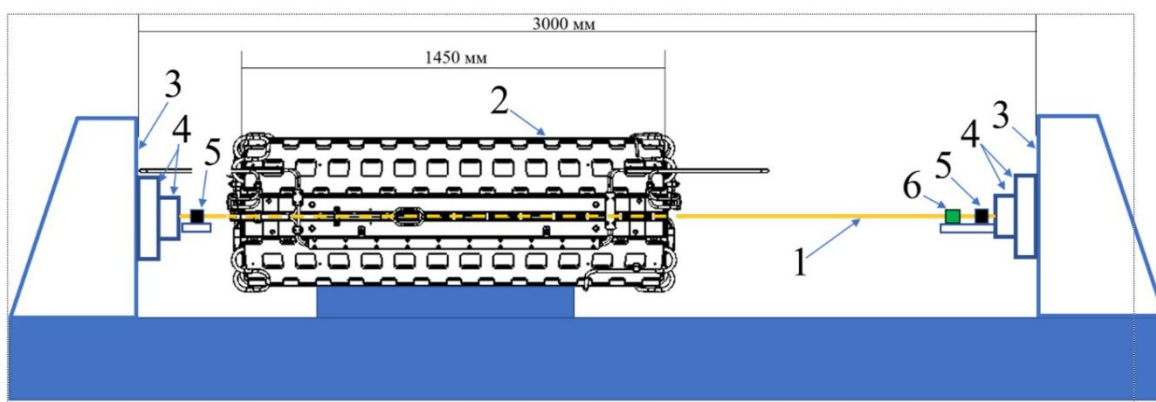


Рис. 7. Схема магнитометрической системы квадрупольных магнитов коллайдера NICA.
1 — струна; 2 — магнит; 3 — стойки поддержки основных узлов системы; 4 — система перемещения струны; 5 — система натяжения струны; 6 — система регистрации колебаний

2. ПРИНЦИПЫ СОЗДАНИЯ И ЭКСПЛУАТАЦИИ МАГНИТОМЕТРИЧЕСКИХ СИСТЕМ НА ОСНОВЕ СТРУНЫ

2.1. Основные системы магнитометрического стенда

Вводное замечание

Описание принципов создания и эксплуатации струнных систем измерений приводится на примере системы измерений, разработанной и эксплуатируемой в ЛФВЭ ОИЯИ при производстве магнитов ускорительного комплекса NICA. Используемые подходы являются универсальными и могут быть применены к большинству создаваемых установок данного типа.

Узел поддержки струны

Схема магнитометрической системы (без системы сбора сигналов и управления) представлена на рис. 7. Измеряемый магнит устанавливается между двумя стойками с основными узлами системы. Струна протягивается сквозь апертуру магнита и закрепляется с двух сторон на специальных узлах поддержки струны. Конструкция данных узлов должна обеспечивать электрическую изоляцию струны от проводящих материалов стоек поддержки для минимизации шумовых наводок. Кроме того, узел поддержки струны должен обеспечивать однозначное позиционирование струны при каждой ее замене. Это необходимо для сохранения калиброванных значений оффсетов положения струны относительно реперных точек. Реперные точки устанавливаются на обоих узлах поддержки струны для измерения положения струны в системе координат магнита.

Система перемещения струны

Точность позиционирования системы перемещения струны напрямую влияет на достигаемую точность измерений каждым из методов. Типичной схемой реализации двухкоординатной системы перемещения струны является ортогональная установка линейных трансляторов на каждой из стоек. При этом на этапе выбора линейного транслятора необходимо учитывать массу оборудования, перемещение которого он будет осуществлять. Доступные модели систем перемещения достигают точности позиционирования в ± 0.001 мм. В зависимости от величины области измерений относительная ошибка будет уменьшаться. К примеру, величина ошибки позиционирования в ± 0.001 мм при измерении гармоник магнитного поля методом натянутой струны на радиусе 50 мм позволяет достичь точности в $2 \cdot 10^{-5}$ в относительных единицах (без учета шумовых наводок, оказывающих значительное влияние на точность получаемых результатов).

Система детектирования колебаний струны

Методики вибрирующей и пульсирующей струны требуют измерения механических колебаний струны. Для этого используются оптические датчики, простейшим из которых является оптопара с воздушным промежутком. Использование стабилизированного источника питания и высокочувствительной системы считывания напряжения позволяет достичь повторяемости измерений на уровне 0.001 мм и лучше. Для конвертации амплитуды выходного сигнала оптопары в амплитуду механических колебаний струны определяется коэффициент пропорциональности в линейной области выходной характеристики оптопары (см. рис. 8). Данная область определяется положением

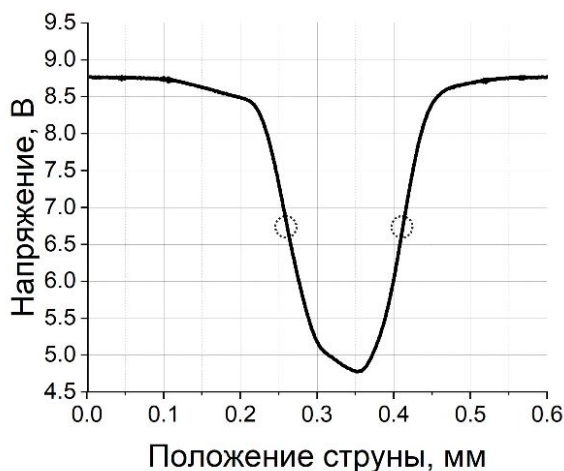


Рис. 8. Зависимость напряжения на выходе оптопары от положения струны [7]. Выделены рабочие области оптопары

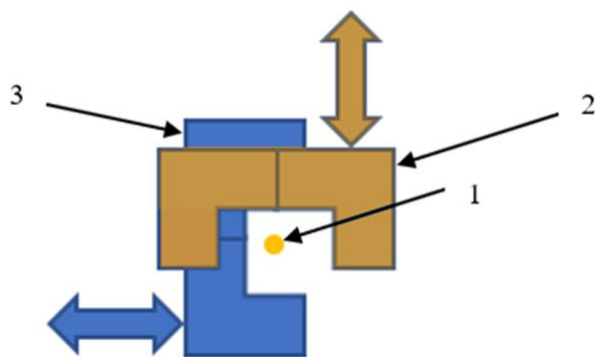


Рис. 9. Схема системы регистрации колебаний струны [7]. 1 — струна; 2 — оптопара для регистрации вертикальных колебаний; 3 — оптопара для регистрации горизонтальных колебаний

струны относительно светового тракта оптопары. Поддержание положения струны относительно оптопары необходимо обеспечивать в течение всего цикла измерений. Для этого оптопары устанавливаются на линейные платформы для перемещения (см. рис. 9), управляемые автоматически [11].

Система натяжения струны

Способ натяжения струны является важным фактором для повышения чувствительности измерений и снижения влияния помех. Выбор силы натяжения определяет величину провисания струны и резонансную частоту собственных колебаний струны. Увеличение силы натяжения с целью ми-

нимизации провисания струны может негативно сказаться на сигнале с оптопар. Это связано с уменьшением амплитуды колебаний струны и возможным совпадении резонансной частоты струны с частотой внешних электромагнитных или вибрационных помех. Первоначально измеряется спектр вибраций на измерительном стенде и выбирается рабочая область частот, где амплитуда помех будет минимальна. Кроме изначального подбора рабочей области, поддержание резонансной частоты позволяет сохранять условия резонанса в течение всего времени измерений, что существенно увеличивает чувствительность метода измерений. Для поддержания установленной силы натяжения струны наиболее подходящим вариантом является использование шагового двигателя и тензодатчика. Обратная связь такой системы натяжения может быть реализована аппаратно или программно. Сравнение стабильности поддержания резонансной частоты колебаний струны с использованием автоматической системы натяжения приведено на рис. 10.

2.2. Технические аспекты измерений вибрирующей струной

Сигнал с оптопары представляет собой несущую гармонику с частотой, соответствующей частоте переменного тока в струне, и накладывающимися на нее шумами. Шумы возникают как от считывающей аппаратуры, так и от колебаний струны, вызываемых внешними вибрациями или воздушными потоками. Наиболее применимым способом выделения амплитуды несущей частоты сигнала является синхронное детектирование [15].

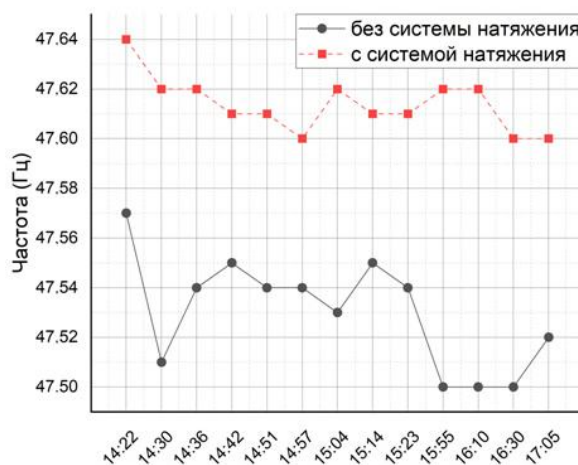


Рис. 10. Стабильность резонансной частоты при использовании системы автоматического натяжения струны.

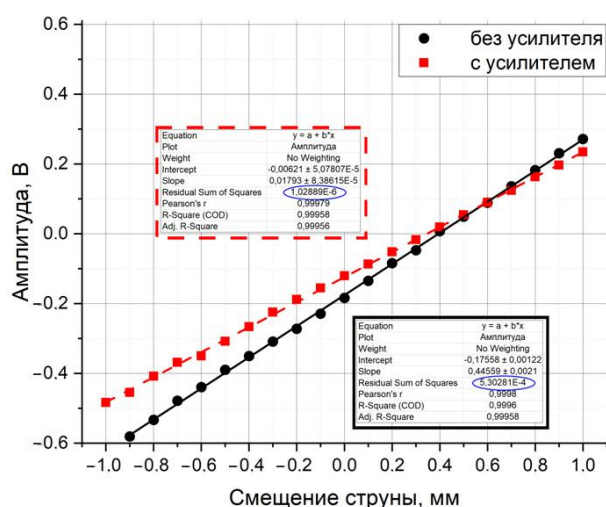


Рис. 11. Влияние синхронного усилителя на точность измерений вибрирующей струны.

Для этого по специальному алгоритму производится обработка сигнала с оптопары и опорного сигнала. В качестве опорного используется сигнал переменного тока, подаваемого на струну. Алгоритм синхронного детектирования может быть реализован как в цифровом виде, так и заложен в работу дискретного устройства — синхронного усилителя [16]. Современные синхронные усилители представляют собой независимые устройства с собственным программным обеспечением (ПО), что значительно облегчает процесс проведения измерений, разработки собственных программ для управления магнитометрической системой и по-

вышает точность проводимых измерений (см. рис. 11). При использовании синхронного усилителя ошибка аппроксимации экспериментальных данных была снижена на 2 порядка.

Чувствительность магнитометрической системы также зависит от продольной позиции системы регистрации колебаний. Измерения положения магнитной оси проводятся на двух гармониках резонансной частоты колебаний, при этом изменяется продольное распределение амплитуды колебаний струны (рис. 12). Наиболее подходящей позицией для расположения оптопар является точка на $1/8$ длины струны, т.к. в данном положении амплитуда колебаний на обеих гармониках близка к максимальной. Однако, в силу конструктивных особенностей измерительного стенда, расположение оптопар в данной точке может оказаться невозможным. В таком случае ищется компромисс между конструкцией стенда и величиной колебаний струны в месте расположения системы детектирования колебаний.

Источник переменного тока питания струны должен обладать соответствующей стабильностью амплитуды и частоты. Увеличить чувствительность метода измерений можно за счет увеличения амплитуды тока в струне. Однако прецизионные источники переменного тока с перестраиваемой частотой имеют ограниченный диапазон амплитуд. Кроме того, увеличение амплитуды тока в струне приводит к ее нагреву, что вызывает флуктуации резонансной частоты. Типичное ограничение амплитуды тока большинства источников — 100 мА, что не вызывает существенного нагрева струны из бериллиевой бронзы диаметром выше 100 мкм.

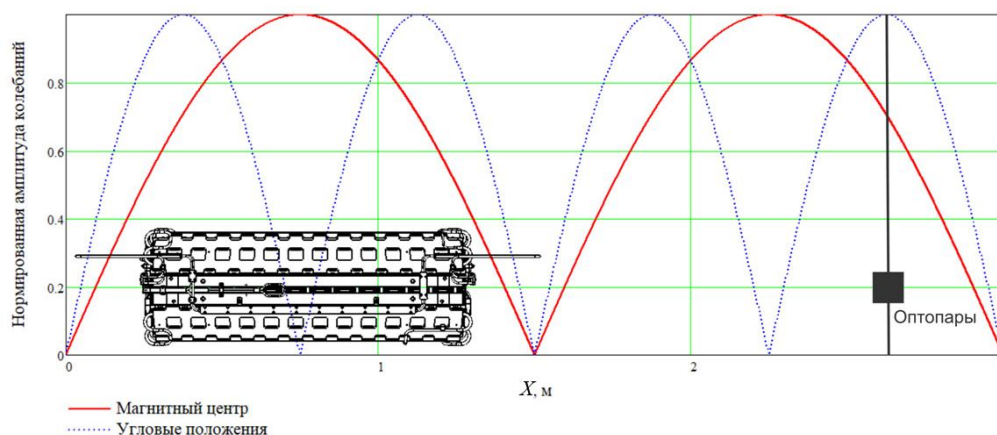


Рис. 12. Распределение амплитуды колебаний струны при измерениях положения магнитного центра и угловых положений магнитной оси.

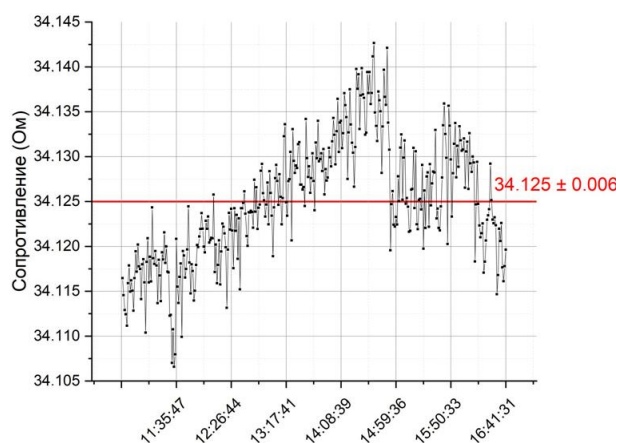


Рис. 13. Изменение сопротивления струны.

В качестве источника питания струны может быть использован стандартный генератор синусоидальных сигналов. Стабильность тока в данном случае определяется стабильностью генератора и изменением сопротивления струны. Низкочастотный диапазон работы позволяет пренебречь влиянием реактивного сопротивления цепи и оценить флуктуации только активной составляющей сопротивления цепи питания струны. График изменения активного сопротивления струны во времени представлен на рис. 13. Из приведенного графика можно сделать вывод, что относительные флуктуации активного сопротивления струны находятся в пределах 0.02%, что позволяет использовать в качестве источника питания струны генератор синусоидальных сигналов. Современные генераторы имеют возможность задания сигналов произвольной формы, что позволяет расширить спектр возможностей измерительной системы, минимизируя при этом количество используемого оборудования.

Снизить влияние внешних вибраций на результаты измерений можно путем выбора конструкции стоек поддержки основных узлов системы. Основными путями решения данной проблемы являются размещение основных узлов системы на оптических столах с виброизоляцией или на опорах из твердокаменных пород, к примеру, гранита. Вариант с использованием оптического стола не избавляет систему от вибраций, передающихся на измеряемый магнит. В случае же использования гранитных стоек спектр вибраций всей системы остается одинаковым, при этом амплитуды вибрационных помех существенно снижаются.

Внешние магнитные поля, не зависящие от тока питания обмотки магнита, могут вносить ошибки в результаты измерений положения магнитной

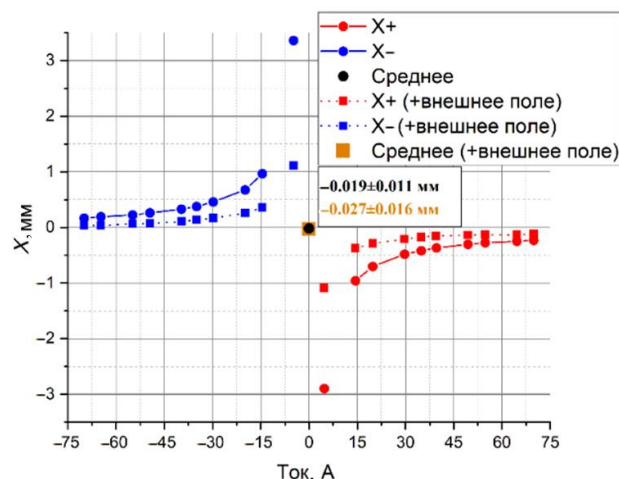


Рис. 14. Результаты измерений магнитной оси в двух полярностях питания магнита [11].

Представлены результаты измерений X -координаты, аналогичная картина и при измерениях Y -координаты

оси. Для снижения влияния внешних полей измерения проводятся в двух полярностях питания магнита. Среднее значение между измерениями в двух полярностях определяет положение магнитной оси. Данный способ измерений является эффективным методом подавления влияния постоянных внешних магнитных полей [11]. На рис. 14 приведены результаты эксперимента по искусственному введению в систему постоянного магнитного поля. Зависимость положения магнитной оси от тока питания обмотки магнита имеет гиперболическую форму. В случае измерения в двух полярностях питания магнита, полученные гиперболы сходятся к горизонтальной асимптоте. Зависимость положения магнитной оси от величины тока питания магнита при вычислении средних значений отсутствует, что свидетельствует о возможности применения данного способа для компенсации влияния внешних магнитных полей.

Оценить точность измерительной системы можно, исходя из ошибки аппроксимации экспериментальных результатов (рис. 1) и повторяемости полученных данных (рис. 15). Точность измерений методикой вибрирующей струны достигает нескольких мкм.

Все вышеприведенные способы повышения точности измерения положения магнитной оси вибрирующей струной касались процесса выставления струны в магнитную ось. Однако основной вклад в ошибку результатов измерений вносит точность определения координат струны в системе координат магнита. Измерение реперных точек

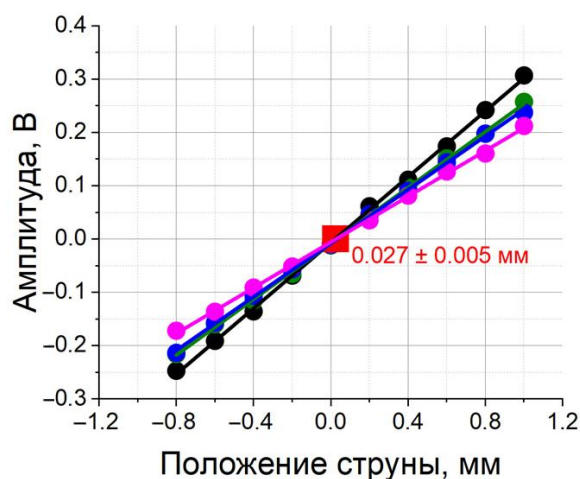


Рис. 15. Повторяемость измерений положения магнитного центра [7].

магнита и струны производится КИМ. Основными видами КИМ являются измерительная рука и лазерный трекер. В зависимости от наибольшего измеряемого расстояния между точками, пространственная точность измерений КИМ может составлять от ± 0.01 до ± 0.30 мм. Таким образом, для достижения необходимой точности измерений положения магнитной оси квадрупольного магнита основное внимание необходимо уделить выбору КИМ.

Определение пространственного положения струны после ее выставления в магнитную ось осуществляется при помощи реперных точек, установленных на узлах поддержки струны (рис. 16). Реперные точки вынесены на фиксированные расстояния от концов струны. Это необходимо для

измерений положения струны без непосредственного контакта со струной, который может вызвать ее смещение от изначальной позиции. Определение расстояний (оффсетов) между концами струны и реперными точками является необходимой задачей при вводе в эксплуатацию магнитометрической системы. Методика определения оффсетов [11] заключается в одновременном измерении пространственного положения струны и реперных точек.

Определить пространственное положение струны можно при помощи двух токопроводящих калибровочных сфер, используемых для калибровки КИМ. Положение сфер измеряется при помощи КИМ, после чего струна перемещается до одновременного касания обеих сфер. В этом положении измеряются координаты реперных точек в произвольной системе координат. Данная процедура повторяется итерационно до тех пор, пока струной не будет "обкатана" как минимум половина калибровочной сферы. Из дальнейших геометрических построений определяются расстояния между центрами калибровочных сфер и окружностями, описанными реперными точками в процессе измерений. После этого также учитывается поправка на величину провисания струны в вертикальной плоскости. Максимальная величина провисания струны определяется из резонансной частоты собственных колебаний по следующей формуле:

$$Saggita = \frac{g}{32f_1}, \quad (18)$$

где g — ускорение свободного падения, f_1 — основная резонансная частота собственных колебаний струны.

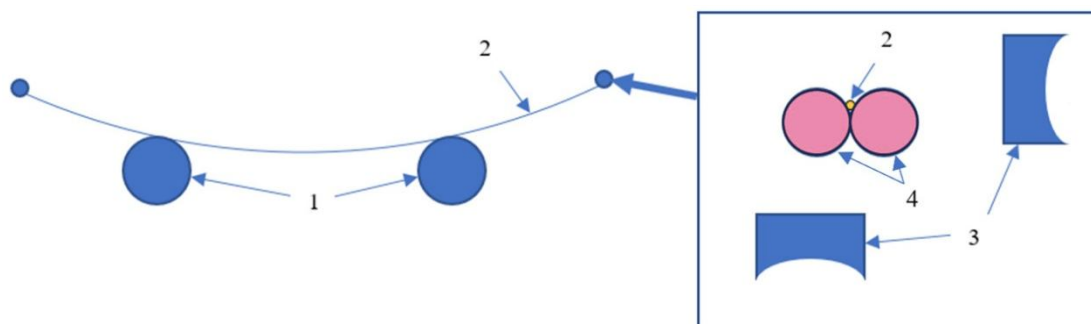


Рис. 16. Схема определения "оффсетов" реперных точек струны.

1 — калибровочные сферы; 2 — струна; 3 — реперные точки; 4 — рубиновые сферы узла поддержки струны [11]

При измерении положения магнитной оси основным критерием приближения к оси является минимизация амплитуды колебаний струны. В данном случае нет необходимости определять соотношение между амплитудой сигнала на выходе оптопары и амплитудой механических колебаний струны. Однако при измерениях продольного распределения поля и гармоник методом осциллирующей струны от точности, с которой известен коэффициент пропорциональности между выходным сигналом оптопары и колебаниями струны, напрямую зависит точность измеряемых параметров. Таким образом, необходимо выработать методику определения данных коэффициентов.

Наиболее приемлемым вариантом является использование линейных платформ, перемещающих оптопары (рис. 9Рис.). Данные платформы имеют фиксированный шаг перемещения. Таким образом, измерение коэффициентов пропорциональности колебаний сводится к снятию зависимости выходного напряжения от пошагового движения оптопар. Однако при использовании синхронного усилителя данный подход невозможен в силу того, что выходным параметром усилителя является амплитуда колебаний переменной составляющей напряжения с выхода оптопары. В этом случае методика определения коэффициентов пропорциональности колебаний дополняется измерением соотношения между колебаниями напряжения на выходе оптопары и амплитудой несущей гармоники, регистрируемой усилителем. Итоговый алгоритм измерений коэффициентов пропорциональности при использовании синхронного усилителя выглядит следующим образом: измеряется зависимость постоянного напряжения на выходе

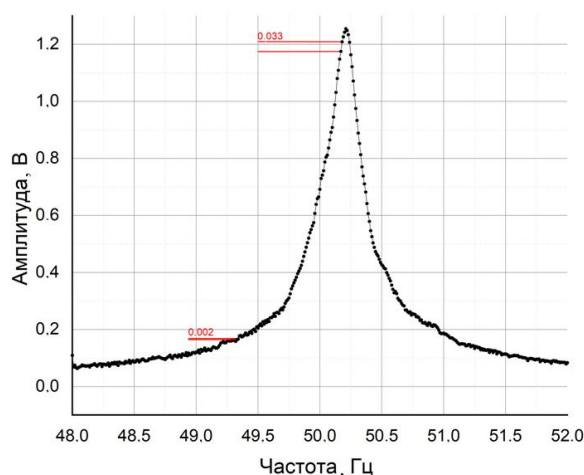


Рис. 17. Зависимость амплитуды напряжения на выходе оптопары (амплитуды колебаний струны) от частоты переменного тока в струне.

оптопары от перемещения; измеряется амплитуда колебаний напряжения на выходе оптопары на резонансной частоте собственных колебаний при фиксированном токе в магните и определяется амплитуда механических колебаний струны; повторяются предыдущие измерения с подключением синхронного усилителя.

Метод осциллирующей струны имеет высокую чувствительность к флуктуациям частоты переменного тока в струне. Снижение чувствительности к изменению частоты тока и, как следствие, повышение точности измерений достигается выбором рабочей частоты вне области резонансных частот собственных колебаний струны. На графике амплитудно-частотной зависимости колебаний струны (рис. 17) представлена разница амплитуды колебаний при изменении частоты на 0.01 Гц в областях около частоты резонанса и при смещении на 1 Гц от резонанса. Из этого следует, что возможный дрейф частоты переменного тока будет оказывать значительно меньшее влияние на результаты измерений при удалении от резонансной частоты.

2.3. Особенности систем измерений натянутой струной

Метод натянутой струны требует снятия сигнала ЭДС со струны, что можно осуществлять по той же кабельной линии, по которой подается сигнал тока на струну при измерениях методом вибрирующей струны. При этом необходимо убедиться в отсутствии влияния источника переменного тока на сигнал ЭДС.

Амплитуда наводящейся в струне ЭДС пропорциональна величине магнитного поля и скорости движения струны (в случае измерений в постоянном поле) или скорости нарастания магнитного поля (при измерениях в импульсном поле). Требования к стабильности тока источников питания магнита зависят от необходимой точности результатов измерений и, как правило, находятся в пределах 10^{-3} – 10^{-5} в относительных единицах.

Сигнал ЭДС считывается при помощи АЦП для дальнейшей обработки. Помимо стандартных АЦП можно использовать специализированные цифровые интеграторы, разрабатываемые для проведения магнитных измерений [17, 19]. Данные устройства позволяют снизить возможные ошибки по сравнению с численным интегрированием сигналов ЭДС, измеряемых АЦП.

При измерениях в импульсном поле одновременно с записью сигнала ЭДС записывается сигнал тока в обмотке магнита. Это необходимо для последующей привязки значения интеграла ЭДС к фиксированной величине тока питания магнита. Кроме того, для снижения влияния на величину интеграла флуктуаций тока (или помех в сигнале

датчика тока) перед началом роста формируется смещение импульса в отрицательную область. Таким образом можно сделать привязку временного интервала интегрирования ЭДС к двум точкам — нулевому значению тока и току интегрирования. Величина тока для интегрирования определяется перед началом обработки данных. Из этого следует требование к источникам питания магнита — возможность изменения полярности в течение токового цикла.

2.4. Способы автоматизации работы магнитометрических систем

Алгоритмы измерений вышеописанными методами хорошо поддаются автоматизации при разработке ПО системы измерений. Это позволяет снизить ошибки, связанные с человеческим фактором, и значительно ускорить процесс измерений. Общие алгоритмы проведения измерений каждой из методик приведены в разделе 3. В данном же параграфе речь пойдет о принципах автоматизации работы каждой из вышеописанных подсистем стенда.

Большинство современных линейных трансляторов для управления используют драйвер с собственным программным обеспечением и связью по цифровому протоколу. Таким образом, основной задачей является организовать взаимодействие ПО измерительной системы с контроллером двигателя. При выборе модели контроллера необходимо обратить внимание на возможность одновременного перемещения нескольких двигателей. Это требуется для реализации методики натянутой струны в постоянном поле, что требует синхронного перемещения обоих концов струны.

Автоматизация системы детектирования колебаний заключается в создании обратной связи для поддержания рабочей области оптопары в процессе проведения измерений. Для этого осуществляется проверка соответствия постоянного напряжения на выходе оптопары заданным пределам. Также может быть автоматизирован алгоритм определения рабочей области оптопары. Он заключается в автоматическом движении линейной платформы с оптопарой относительно струны с одновременной регистрацией напряжения на выходе оптопары и последующим определением максимального и минимального значений напряжения. После этого определяется среднее значение между этими величинами с пределами, устанавливаемыми пользователем.

Работа системы натяжения струны заключается в установке обратной связи между натяжителем и датчиком натяжения. В качестве датчика натяжения может быть использован тензорезистор, а в качестве натяжителя — шаговый двигатель. В случае использования тензорезистора калибро-

вные коэффициенты которого неизвестны, необходимо определить выходное напряжение, соответствующее требуемой силе натяжения. Если диапазон допустимых резонансных частот, ограничивающийся внешними помехами, достаточно мал, необходимую силу натяжения можно подобрать итерационно, измеряя резонансную частоту при каждом изменении величины натяжения струны. Выходное напряжение на тензорезисторе, соответствующее необходимому диапазону резонансных частот, фиксируется, после чего система натяжения поддерживает заданную величину в определенных оператором пределах.

3. АЛГОРИТМЫ ПРОВЕДЕНИЯ ИЗМЕРЕНИЙ МЕТОДИКАМИ НА ОСНОВЕ СТРУНЫ

Положение магнитной оси

Измерение положения магнитной оси можно разделить на два этапа: выставление струны в магнитную ось и определение координат струны в системе координат магнита. При выставлении в магнитную ось первоначально определяется положение магнитного центра — точки пересечения магнитной оси с поперечной плоскостью магнита в его центре (по продольной координате). Для этого концы струны перемещаются сонаправленно, и определяется положение струны, соответствующее минимуму амплитуды колебаний. При этом частота переменного тока в струне выбирается таким образом, чтобы максимум распределения амплитуды колебаний совпадал с центром магнита (рис. 12, сплошная кривая). После выставления струны в магнитный центр определяются угловые положения магнитной оси. Концы струны перемещаются в противоположных направлениях таким образом, чтобы положение струны в магнитном центре оставалось неизменным. Частота переменного тока в струне выбирается, исходя из условия минимума распределения амплитуды колебаний струны в центре магнита (рис. 12, пунктирная кривая). Измеренные зависимости амплитуды колебаний струны от ее положения в апертуре магнита аппроксимируются линейной функцией (см. рис. 18) [7]. Определяется точка пересечения линии с осью абсцисс (ТП). Аналогичные измерения проводятся в обратной полярности питания магнита (рис. 18). Вычисляется среднее значение между ТП в прямой и обратной полярностях питания.

После определения положения струны, соответствующего минимальному среднему значению между ТП при измерениях магнитного центра (сонаправленное движение) и угловых положений магнитной оси (противоположно направленное

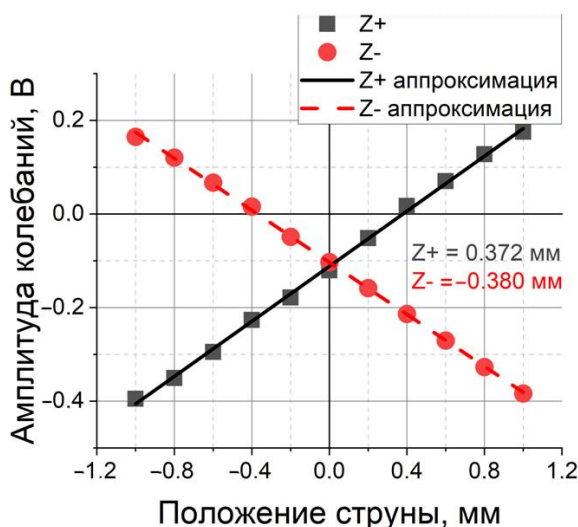


Рис. 18. Измеряемые зависимости амплитуды колебаний от положения струны [7].

движение), измеряется положение струны в системе координат магнита при помощи КИМ. Система координат магнита задается реперными точками на ярме. В данной системе координат измеряется положение реперных точек струны. Из полученных координат вычитаются оффсеты и поправка на величину провисания струны. Форма струны в вертикальной плоскости определяется как цепная линия, решение уравнения которой находится по двум точкам с учетом характеристик струны [18].

Продольное распределение магнитного поля

В зависимости от количества измеряемых гармоник, определяемого пользователем, проводится соответствующее количество итераций измерений. Увеличение количества гармоник позволяет улучшить разрешение по продольной координате, но с увеличением номера гармоники существенно снижается амплитуда колебаний и соотношение сигнал/шум.

В окрестностях каждой гармоники измеряется зависимость амплитуды колебаний струны от частоты переменного тока в ней. Полученные зависимости аппроксимируются полиномиальным выражением (3) и определяются свободные коэффициенты полинома с учетом знака разности фаз колебаний струны и переменного тока. Затем определяются коэффициенты гармонического разложения магнитного поля (6), суммирование которых (7) позволяет восстановить продольный профиль магнитного поля.

Измерение гармоник осциллирующей струной

Частота переменного тока в струне выбирается вне окрестности резонанса. Струна параллельно перемещается в каждую из точек измерений, представляющих собой окружность. Для использования быстрого преобразования Фурье количество точек должно быть равно 2^N , где N — целое натуральное число. В каждой точке измеряется амплитуда колебаний струны с учетом знака разности фаз между колебаниями струны и переменным током. Из полученного распределения амплитуды колебаний от положения струны вычисляются гармоники магнитного поля (9). Если коэффициенты пропорциональности между амплитудами колебания струны и напряжения на выходе оптопары не определены, вычисляются только относительные гармоники поля (10).

Измерение гармоник натянутой струной в импульсном поле

Движение струны аналогично измерениям методом осциллирующей струны: струна перемещается параллельно в каждую из 2^N точек измерения по круговой траектории. В каждой точке положение струны фиксируется и подается импульс тока в обмотку магнита. Одновременно с подачей тока записываются сигналы с датчика тока и струны. Затем определяется интервал времени между нулевым значением тока и значением тока интегрирования, задаваемого пользователем (см. рис. 20). Сигнал ЭДС со струны интегрируется в полученном временном интервале. Значения интеграла ЭДС в каждой точке измерений представляют собой зависимость интеграла векторного потенциала магнитного поля от положения струны. По формулам (11) и (12) из данной зависимости рассчитываются гармонические составляющие магнитного поля.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Струнные методики измерений являются прецизионными и универсальными способами определения основных параметров поля магнитов ускорителей. Использование струны позволяет создавать магнитометрические системы с возможностью измерений магнитов различных типов и конструкций.

Разработка и создание систем измерений на основе струны сопряжены с решением нетривиальных задач для повышения точности проводимых измерений. Однако относительно длительный процесс ввода в эксплуатацию такого рода систем компенсируется возможностью реализации нескольких методик измерения, что позволяет расширить спектр параметров магнитного поля, доступных для измерения одной системой.

Наиболее перспективным направлением развития струнных магнитометрических систем является создание многофункциональных систем, позволяющих измерять все требуемые параметры поля магнитов ускорителей. Это требует поиска универсальных решений при разработке каждой из подсистем измерительного стенда.

В Лаборатории физики высоких энергий ОИЯИ успешно введены в эксплуатацию измерительные стенды на основе струны для определения положения магнитной оси квадрупольных магнитов комплекса NICA (Дубна, Россия) и синхротрона SiS100 проекта FAIR (Дармштадт, Германия). Ведется активная работа по реализации в данных магнитометрических системах методик измерений натянутой и пульсирующей струной.

СПИСОК ИСТОЧНИКОВ

1. Бутенко А.В., Казинова О., Костромин С.А., Михайлов В.А., Тузиков А.В., Ходжибагиян Г.Г. Допуски на погрешности магнитного поля бустера нуклотрона. Препринт ОИЯИ Р9-2017-18, 2017. URL: https://rusneb.ru/catalog/000199_000009_008950463/
2. Klyukhin V., Ball A., Bergsma F., Boterenbrood H., Curé B., Dattola D., Gaddi A., Gerwig H., Hervé A., Loveless R., Teafœ G., Wenman D., Zeuner W., Zimmerman J. The CMS Magnetic Field Measuring and Monitoring System // *Symmetry*. 2022. Vol.14, no. 1. Id. 169. DOI: 10.3390/sym14010169
3. Jain A. Basic theory of magnets // *Proc. of CERN Accelerator School. Measurement and alignment of accelerator and detector magnets*, Anacapry, Italy, 1997. P. 1–26. URL: <https://cds.cern.ch/record/1246515/files/p1.pdf>
4. Костромин С.А., Борисов В.В., Бычков А.В., Голубицкий О.М., Донягин А.М., Морозов Н.А., Самсонов Е.В., Омеляненко М.М., Ходжибагиян Г.Г., Шемчук А.В. Измерение характеристик магнитного поля дипольного магнита бустера NICA // *Письма в ЭЧАЯ*. 2016. Т. 13, № 7. Id. 1333.
5. Buzio M. Fabrication and calibration of search coils // *Proc. of CAS-CERN Accelerator School: Specialised course on Magnets*, Bruges, Belgium, 2009. P. 387–421. URL: <https://cds.cern.ch/record/1342702/files/387.pdf>
6. Николайчук И.Ю., Борисов В.В., Никифоров Д.Н., Храмов Д.И. Первые измерения магнитной оси квадрупольных магнитов коллайдера NICA // *Письма в ЭЧАЯ*. 2023. Т. 20, № 6. С. 1463–1469. URL: <https://pepan.jinr.ru/index.php/PepanLetters/article/view/573>
7. Николайчук И.Ю., Борисов В.В., Голубицкий О.М., Золотых Д.А., Кондратьев Б. Статус измерений положения магнитной оси квадрупольных магнитов коллайдера NICA // *Сибирский физический журнал*. 2024. Т. 19, № 1. С. 68–79. DOI: 10.25205/2541-9447-2024-19-1-68-79
8. Temnykh A. Vibrating wire field-measuring technique // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 1997. Vol. 399, iss. 2-3. P. 185–194. DOI: 10.1016/S0168-9002(97)00972-8
9. Le Bec G., Chavanne J., Penel Ch. Stretched wire measurement of multipole accelerator magnets // *Physical Review Accelerators and Beams*. 2012. No. 15. Id. 022401. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.15.022401
10. Толмачев С.В. Экспериментальные исследования по созданию специальных ондуляторов для лазеров на свободных электронах и лазерных ускорителей. Автореф. дис.... к-та. физ.-мат. наук. М., 2004. 28 с.
11. Николайчук И.Ю. Методика калибровки струнного измерительного стенда и методы подавления систематических ошибок измерений параметров магнитного поля // *ЭЧАЯ*. 2025. Т. 56, № 3. С. 1257–1265. URL: <https://pepan.jinr.ru/index.php/Pepan/article/view/1851/1038>
12. Wolf Z. A Vibrating Wire System for Quadrupole Fiducialization. SLAC Preprint LCLS-TN-05-11, 2005. 23 p. URL: <https://www-ssl.slac.stanford.edu/lcls/technotes/lcls-tn-05-11.pdf>
13. Arpaia P., Buzio M., Garcia Perez J., Petrone C., Russenschuck S., Walckiers L. Measuring field multipoles in accelerator magnets with small-apertures by an oscillating wire moved on a circular trajectory // *Journal of Instrumentation*. 2012. No. 7. Id. P05003. DOI: 10.1088/1748-0221/7/05/P05003
14. Petrone C. Wire methods for measuring field harmonics, gradients and magnetic axes in accelerator magnets. PhD Thesis, CERN-THESIS-2013-130, 2013. 155 p. URL: <https://inspirehep.net/literature/1289340>
15. Глухов А.Ю., Негинский И.В. Применение метода синхронного детектирования для оценки спектра полигармонического сигнала // *Цифровая обработка сигналов*. 2012. № 4. С. 26–28. URL: <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=18913661>
16. Wouters C., Calvi M., Vranković V., Sidorov S., Sanfilippo S. Vibrating wire technique and phase lock loop for finding the magnetic axis of quadrupoles // *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*. 2012. Vol. 22, no. 3. DOI: 10.1109/TASC.2011.2178015
17. Павленко А.В. Многофункциональные цифровые интеграторы для прецизионных измерений магнитных полей в элементах ускорителей. Автореф. дис.... к-та. техн. наук. 2015. 17 с.
18. Николайчук И.Ю., Костромин С.А. Методика расчета положения магнитной оси квадрупольных магнитов при измерениях методом вибрирующей струны // *Сборник тезисов Двадцать восьмой Всероссийской научной конференции студентов-физиков и молодых ученых*. Новосибирск, 2024. С. 312–313. URL: <http://inis.jinr.ru/sl/NTBLIB/VNKSF-2024-P312.pdf>

19. Arpaia P., Fiscarelli L., Petrone C., Cardines N. Design of an on-line dynamic magnetic flux analyzer based on double-buffer sliding DFT. CERN-ATS-2011-188 (17th Symposium IMEKO TC 4, 3rd Symposium IMEKO TC 19 and 15th IWADC Workshop Instrumentation for the ICT Era. Kosice. 2010). 9 pages. URL: <https://cds.cern.ch/record/1385018>

Контакты: Николайчук Илья Юрьевич,
nikolajchuk@jinr.ru

Материал поступил в редакцию 01.08.2025

Объединенный институт ядерных исследований,
Дубна, Россия

MAIN PRINCIPLES OF WIRE APPLICATION FOR MAGNETIC MEASUREMENT OF ACCELERATORS ELEMENTS. PART 1. BASED-ON-WIRE MAGNETIC MEASUREMENT TECHNIQUES AND SYSTEMS

I. Yu. Nikolaichuk

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

Magnetic measurements of structural magnets are an integral part of accelerating complex's creation. Increasing requirements for magnetic field parameters entails the need to create precision measurement systems. Wire magnetic measurement techniques have a set of advantages compared to other techniques. This paper provides an overview of known based-on-wire approaches to magnetic measurements and describes the principles of creating such measurement systems.

Keywords: magnetic measurements, stretched wire, accelerating complex, technique

REFERENCES

1. Butenko A.V., Kazinova O., Kostromin S.A., Mikhailov V.A., Tuzikov A.V., Khodzhbagiyani G.G. *Dopuski na pogreshnosti magnitnogo polya busteru nuklotrona* [Tolerances for the Nuclotron Booster Magnetic Field Errors]. Dubna: JINR, 2017. 21 p. (In Russ.). URL: https://rusneb.ru/catalog/000199_000009_008950463/
2. Klyukhin V., Ball A., Bergsma F., Boterenbrood H., Curé B., Dattola D., Gaddi A., Gerwig H., Hervé A., Loveless R., Teafoe G., Wenman D., Zeuner W., Zimmermann J. The CMS Magnetic Field Measuring and Monitoring System. *Symmetry*, 2022, vol. 14, no. 1, id. 169. DOI: 10.3390/sym14010169
3. Jain A. Basic theory of magnets. *Proc. of CERN Accelerator School. Measurement and alignment of accelerator and detector magnets*, Italy, Anacapry, 1997, pp. 1–26. URL: <https://cds.cern.ch/record/1246515/files/p1.pdf>
4. Kostromin S.A., Borisov V.V., Bichkov A.V., Golubitsky O.M., Donyagin A.N., Morozov N.A., Samsonov E.V., Omelyanenko M.M., Khodzhbagiyani H.G., Shemchuk A.V. [Measurement of the magnetic-field parameters of the NICA booster dipole magnet]. *Pis'ma v EHCHAYA* [Physics of Particles and Nuclei Letters], 2016, vol. 13, no. 7, pp. 855–861. (In Russ.).
5. Buzio M. Fabrication and calibration of search coils. *Proc. of CAS-CERN Accelerator School: Specialised course on Magnets*. Belgium, Bruges, 2009, pp. 387–421. URL: <https://cds.cern.ch/record/1342702/files/387.pdf>
6. Nikolaichuk I.Yu., Borisov V.V., Nikiforov D.N., Khramov D.I. [First magnetic axis measurements of quadrupole magnets for the NICA collider]. *Pis'ma v EHCHAYA* [Physics of Particles and Nuclei Letters], 2023, vol. 20, no. 6, pp. 1463–1469. (In Russ.). URL: <https://pepan.jinr.ru/index.php/PepanLetters/article/view/573>
7. Nikolaichuk I.Yu., Borisov V.V., Golubitsky O.M., Zolotykh D.A., Kondratiev B. [The State of Magnetic Axis Measurement of the NICA Collider Quadrupoles]. *Sibirskii fizicheskii zhurnal* [Siberian Journal of Physics], 2024,

- vol. 19, no.1, pp. 68–79. (In Russ.). DOI: 10.25205/2541-9447-2024-19-1-68-79
8. Temnykh A. Vibrating wire field-measuring technique. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 1997, vol. 399, no. 2-3, pp. 185–194. DOI: 10.1016/S0168-9002(97)00972-8
 9. Le Bec G., Chavanne J., Penel Ch. Stretched wire measurement of multipole accelerator magnets. *Physical Review Accelerators and Beams*, 2012, vol. 15, id. 022401. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.15.022401
 10. Tolmachev S.V. *Ehksperimental'nye issledovaniya po sozdaniyu spetsial'nykh ondulyatorov dlya lazerov na svobodnykh ehlektronakh i lazernykh uskoritelei* [Experimental research to create special undulators for free-electron lasers and laser accelerators]. Avtoref. diss. kand. fiz.-mat. nauk, Moscow, 2004. 28 p. (In Russ.).
 11. Nikolaichuk I.Yu. [Calibration technique for wire's measurement bench and methods for systematic errors decreasing for measurement of magnetic field parameters]. *EHCHAYA* [Physics of Particles and Nuclei], 2025, vol. 56, no. 3, pp. 1257–1265. (In Russ.). URL: <https://pepan.jinr.ru/index.php/Pepan/article/view/1851/1038>
 12. Wolf Z. *A Vibrating Wire System for Quadrupole Fiducialization*. SLAC Preprint LCLS-TN-05-11, 2005. 23 p. URL: <https://www-ssrl.slac.stanford.edu/lcls/technotes/lcls-tn-05-11.pdf>
 13. Arpaia P., Buzio M., Garcia Perez J., Petrone C., Russenschuck S., Walckiers L. Measuring field multipoles in accelerator magnets with small-apertures by an oscillating wire moved on a circular trajectory. *Journal of Instrumentation*, 2012, vol. 7, id. P05003. DOI: 10.1088/1748-0221/7/05/P05003
 14. Petrone C. *Wire methods for measuring field harmonics, gradients and magnetic axes in accelerator magnets*. PhD Thesis, CERN-THESIS-2013-130, 2013. 155 p. URL: <https://inspirehep.net/literature/1289340>
 15. Glukhov A.Yu., Neginsky I.V. [Application of the synchronous detection method for assessing the spectrum of a polyharmonic signal]. *Tsifrovaya obrabotka signalov* [Digital signal processing], 2012, no. 4, pp. 26–28. (In Russ.). URL: <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=18913661>
 16. Wouters C., Calvi M., Vranković V., Sidorov S., Sanfilippo S. Vibrating wire technique and phase lock loop for finding the magnetic axis of quadrupoles. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2012, vol. 22, no. 3, id. 9001404. DOI: 10.1109/TASC.2011.2178015
 17. Pavlenko A.V. *Mnogofunktsional'nye tsifrovye integratory dlya pretsizionnykh izmerenii magnitnykh polei v ehlementakh uskoritelei* [Multifunctional digital integrators for precision measurements of magnetic fields in accelerator elements.cand]. Avtoref. diss. kand. techn. nauk. 2015. 17 p. (In Russ.).
 18. Nikolaichuk I.Yu., Kostromin S.A. [Methodology for calculating the position of the magnetic axis of quadrupole magnets during measurements using the vibrating string method]. *Sbornik tezisov Dvadsat' vos'moi Vserossiiskoi nauchnoi konferentsii studentov-fizikov i molodykh uchennykh* [Proc. XXVIII All-Russ. sci. conf. phys. stud. and young sci.], Novosibirsk, 2024, pp. 312–313. URL: <http://inis.jinr.ru/sl/NTBLIB/VNKSF-2024-P312.pdf> (In Russ.).
 19. Arpaia P., Fiscarelli L., Petrone C., Cardines N. *Design of an on-line dynamic magnetic flux analyzer based on double-buffer sliding DFT*. CERN-ATS-2011-188 (17th Symposium IMEKO TC 4, 3rd Symposium IMEKO TC 19 and 15th IWADC Workshop Instrumentation for the ICT Era. Kosice. 2010). 9 pages. URL: <https://cds.cern.ch/record/1385018>

Contacts: Nikolaichuk Il'ya Yur'evich,
nikolajchuk@jinr.ru

Article received by the editorial office on 01.08.2025

INTRODUCTION

When designing an accelerator's magneto-optical system, magnetic field quality tolerances are determined based on beam dynamics calculations [1]. Magnet manufacturing and assembly quality are verified during production using magnetic measurements. Precision magnetometric systems are developed for this purpose. The most common devices at the core of accelerator element magnetic field measurement systems are Hall sensors, induction coils, and conductive wires.

Hall sensor field mapping is most often used for large-scale accelerator magnetic systems. Classic examples of such systems include cyclotron magnets, magnetic separators, particle detectors, and various beamline components. Hall sensors are used to measure the field maps of particle detector magnets due to the need to accurately reconstruct particle tracks after collisions, which requires the magnetic field strength to be determined throughout the entire detector volume with high spatial resolution [2]. In large accelerator modules, such as cyclotrons, Hall sensors are convenient for constructing spatial measurement systems.

Synchrotron-type accelerators, being modular machines, consist of a large number of relatively small (compared to the accelerator size) dipole, quadrupole, and multipole magnets. The requirements for the magnetic field parameters of these elements are specified as integral values along the beam direction. Therefore, measuring the complete field map of synchrotron magnets is a redundant task. Furthermore, Hall-effect sensor-based measurement systems require the development of a high-precision three-axis positioning system encompassing the entire magnet volume to be measured. When applied to small-aperture superconducting magnets, constructing such a motion system becomes extremely complex and impractical.

Systems based on induction coils have become widely used for synchrotron magnet field measurements [3, 4]. This system consists of a set of conductive windings rotating as a unit within the magnet aperture. The rotation of the conductive coils in a constant magnetic field induces an EMF in them, integrating which determines the dependence of the magnetic flux on the rotation angle of the coil turns. The magnetic field within the magnet volume, assuming a constant distribution along the longitudinal axis, can be expanded in a Fourier series and represented as the sum of the corresponding harmonics [3]. To measure higher field harmonics, which amplitude is at a level of 10^{-4} relative to the fundamental field component, a special connection scheme for the measuring coils is used, allowing for the suppression of the contribution of the fundamental field component [4].

The design of a magnetometer based on induction coils in most cases consists of a cylindrical shaft with

coils located on (or in) it. This method of constructing a magnetometer using specialized materials allows the magnetometric system to be used for measuring the magnetic field parameters of superconducting magnets under cryogenic operating conditions. Depending on the accuracy requirements of the measuring system, coils can be manufactured by winding or as single-layer or multilayer printed circuit boards. Magnetometer assembly is carried out using coordinate measuring machines (CMMs) to reduce coil positioning errors. The repeatability of measurement results can reach 10^{-6} ; however, the absolute measurement accuracy is determined by manufacturing and coil positioning errors. When processing measurement results, the data is normalized by the coil's "sensitivity coefficient", which depends on its geometric dimensions [3]. Thus, the typical relative accuracy of determining absolute magnetic field parameters using induction coils is at the level of 10^{-3} . To improve accuracy, additional coil calibration is required [5].

Several techniques are applied to measure the magnetic field parameters of accelerator elements using a wire. These methods utilize vibrating [6–8], stretched [9] and pulsating wires [10]. These measurement methods differ in the principles of the measurement process. The main advantages of using a wire to measure accelerator magnets are the versatility of the magnetometric system, its applicability to magnets with small apertures, and the potential for high measurement accuracy, provided the necessary calibrations of the measuring system are performed during commissioning [11]. The use of such measuring systems for superconducting magnets is limited by the need to install an anticryostat in the magnet aperture, a non-trivial task for magnets with small apertures.

This paper attempts to systematize the material concerning existing techniques and systems for measuring magnetic fields by means of wires. The focus is on the principles of constructing magnetometric systems with the use of wire measurement techniques, the measurement process, and data processing, as well as assessing the accuracy of the measurements. The details of commissioning magnetic measurement systems and performing measurements are described in detail, taking into account the experience of using similar systems for magnets at the NICA accelerator complex.

1. WIRE MEASUREMENT TECHNIQUES

1.1. *Vibrating wire method*

Operating principle

This measurement method is based on detecting the Lorentz force generated by passing an alternating

current through a wire stretched in the constant field of the magnet being measured. Mechanical vibrations occur in the wire, which amplitude is proportional to the integral value of the magnetic field. Selecting a current frequency close to one of the resonant frequencies of the wire natural vibrations significantly increases the sensitivity of the method.

Magnetic axis position

The wire vibrations are described by the differential equation

$$m_l \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} = T \frac{\partial^2 x}{\partial z^2} - \gamma \frac{\partial x}{\partial t} + I(t)B(z), \quad (1)$$

where m_l is the linear mass of the wire, T is the wire tension force, γ is the damping coefficient, $I(t) = I_0 e^{i\omega t}$ is the alternating current in the wire with frequency $\omega = 2\pi f$ and $B(z)$ is the transverse magnetic field.

Taking into account the wire sag under the action of gravity and the boundary conditions of equation (1) $x(0, t) = x(L_w, 0) = 0$ (L_w is the wire length) under the assumption of a negligible magnitude of the measured magnetic field in the regions at the edges of the wire, the solutions describing the wire vibrations in the vertical and horizontal directions are as follows:

$$\begin{aligned} y_B^{res}(z, t) &\cong \frac{I_0 B_{xn}}{m_l \omega_n \alpha} \sin\left(\frac{n \pi z}{L_w}\right) \cos\left(\omega_n t - \frac{\pi}{2}\right), \\ x_B^{res}(z, t) &\cong \frac{I_0 B_{yn}}{m_l \omega_n \alpha} \sin\left(\frac{n \pi z}{L_w}\right) \cos\left(\omega_n t + \frac{\pi}{2}\right), \end{aligned} \quad (2)$$

where $y_B^{res}(z, t)$ and $x_B^{res}(z, t)$ are the amplitudes of vibrations in the vertical and horizontal directions, respectively; I_0 is the amplitude value of the alternating current in the wire; B_{xn} and B_{yn} are the horizontal and vertical harmonic components of the magnetic field of the order n ; ω_n is the cyclic frequency of wire oscillations (n is the order of multiplicity of the natural frequency of oscillations); α is the coefficient depending on the degree of damping of the amplitude of wire oscillations; z is the longitudinal coordinate [12].

From equations (2), it can be concluded that when the wire is moved, only the magnitude of the magnetic field changes, which acts integrally on the wire. Thus, measuring the position of the magnetic axis in the case of a quadrupole magnet is reduced to moving the wire along a linear trajectory in the magnet aperture and determining the position corresponding to the minimum oscillation amplitude.

The dependence of the magnetic field on the radius in a quadrupole magnet is linear with a good degree of accuracy. This allows measurements to be made at a relatively small number of points and then approximated by a linear function. Figure 1 shows the experimentally measured points, their approximation by a linear function, and the point of intersection with abscissa axis, with an indication of the approximation accuracy. The experimentally measured points are indicated, taking into account the phase sign between the alternating current in the wire and the wire oscillations. This phase ranges from $-\pi/2$ to $\pi/2$. Without taking the phase into account, the measured values are in the positive range, and the approximation is performed using the function $y = |x|$, which complicates the calculations.

Fig. 1. The dependence of the oscillation amplitude on the wire displacement [7].
z+ — experimental points

Longitudinal magnetic field profile

The vibrating wire technique allows one to measure the longitudinal distribution of the magnetic field along the wire [8]. The measurement procedure involves determining the amplitude-frequency dependences of the wire's oscillations in the vicinity of harmonics of its natural resonant frequency. The ends of the wire should be located at a sufficient distance from the magnet in regions where the magnetic field strength is negligible. In this case, the longitudinal distribution of the magnetic field has zero boundary conditions, as does the distribution of the wire oscillation amplitude. Based on this, the magnetic field distribution and the wire vibration amplitude can be represented as sinusoidal harmonics of the Fourier expansion.

$$\begin{aligned} \sum_n U_n (\omega^2 - \omega_n^2 + i\gamma\omega) \sin\left(\frac{\pi n}{L} z\right) &= \\ &= \sum_n \frac{I_0 B_n}{m_l} \sin\left(\frac{\pi n}{L} z\right). \end{aligned} \quad (3)$$

By comparing the right-hand and left-hand sides of equation (3), we determine the relationship between the coefficients U_n and B_n . Substituting this into the general solution of equation (1), we obtain

$$A(z, t) = \sum_n \frac{B_n \sin\left(\frac{\pi n}{L} z\right)}{(\omega^2 - \omega_n^2 + i\gamma\omega)} I_0 e^{i\gamma\omega t}. \quad (4)$$

The problem of reconstructing the longitudinal field distribution along a wire consists of determining the magnitude of the magnetic field expansion coefficients B_n when measuring the wire vibration amplitude at a fixed point with coordinate z_0 .

The amplitude-frequency characteristic in the vicinity of each harmonic of the resonant frequency of the wire's natural vibrations (Fig. 2) is described by the following equation:

$$\mathcal{F}_n(\omega) = \frac{a_n}{\sqrt{(b_n^2 - \omega^2)^2 + (c_n \omega)^2}}, \quad (5)$$

where a_n , b_n , c_n are free parameters. The coefficient a_n is related to the magnetic field expansion coefficients B_n by the relation

$$B_n = a_n \frac{1}{\sin\left(\frac{\pi n}{L} z_0\right)} \frac{2m_l}{I_0^2}. \quad (6)$$

Fig. 2. Experimental data and the result of approximation of the amplitude-frequency characteristic.

The coefficient b_n is equal to the harmonic of the resonant frequency of the wire natural vibrations, $c_n = \alpha / m_l$. The sign of the coefficient a_n is determined by the phase shift between the wire vibrations and the alternating current in the wire at the resonance frequency.

By approximating the experimental data with a polynomial function (5), the magnetic field expansion coefficients are determined. Then, taking these coefficients into account, the longitudinal distribution profile of the magnetic field along the wire is reconstructed (Fig. 3):

$$B(z) = \sum_n B_n \sin\left(\frac{\pi n}{L} z\right). \quad (7)$$

Fig. 3. The result of modeling (Reference) and reconstruction (Reconstructed) of the longitudinal field profile based on measurements of 20 harmonics [14].

Oscillating wire

One variation of the vibrating wire technique is the oscillating wire method. The main difference is the choice of the current frequency in the wire, away from the resonance region. This method is based on measuring the dependence of the wire oscillation ampli-

tude on its position in the magnet aperture as it moves along a specific trajectory. A circular trajectory is most often used to measure the integral harmonics of the magnetic field. Circular motion simplifies subsequent data processing. The amplitudes of the wire oscillations in the horizontal and vertical planes are proportional to the magnitude of the integral magnetic field acting on the wire orthogonally to the plane of oscillation:

$$\begin{aligned} d_x(\varphi_k) &= \text{sign}\left(\psi_{x,k} - \frac{\pi}{2}\right) \kappa_x \int_0^L B_x(\varphi_k) dz, \\ d_y(\varphi_k) &= \text{sign}\left(\psi_{y,k} - \frac{\pi}{2}\right) \kappa_y \int_0^L B_y(\varphi_k) dz, \end{aligned} \quad (8)$$

where κ_x , κ_y are the proportionality coefficients between the magnetic field and the oscillation amplitude; $\psi_{x,k}$, $\psi_{y,k}$ is the phase difference between the current in the wire and the wire oscillations. If the dependence of the wire vibration amplitude is measured at K points forming a circle in the magnet's cross-section (see Fig. 4), the obtained dependences can be expanded in a Fourier series to calculate the harmonic components of the magnetic field:

$$\begin{aligned} A_n &= \frac{2}{K} \sum_{k=0}^{K-1} d_y(\varphi_k) \sin(n\varphi_k), \\ B_n &= \frac{2}{K} \sum_{k=0}^{K-1} d_x(\varphi_k) \cos(n\varphi_k) \end{aligned} \quad (9)$$

or

$$\begin{aligned} A_n &= \frac{2}{K} \sum_{k=0}^{K-1} d_x(\varphi_k) \cos(n\varphi_k), \\ B_n &= \frac{2}{K} \sum_{k=0}^{K-1} d_y(\varphi_k) \sin(n\varphi_k). \end{aligned} \quad (9a)$$

Fig. 4. The trajectory of movement of wire 2 during measurements of the field of quadrupole magnet 1.

The values of the radial harmonics, determined independently in both planes, should coincide. Therefore, it is sufficient to conduct a measurement in one of the transverse directions of vibration. The results of measurements in the orthogonal plane can be used for additional control.

To calculate the absolute values of the field harmonics, a calibration procedure is performed and the values of the proportionality coefficients κ_x , κ_y are determined. Without calibration, it is possible to determine only relative harmonics—the ratio of a harmonic of an order higher than the fundamental to the

fundamental harmonic of the field

$$a_{n+1} = \frac{A_n}{B_N}, \quad b_{n+1} = \frac{B_n}{B_N}. \quad (10)$$

The index $n+1$ is used to convert from transverse to radial field components [13].

1.2. Stretch wire method

Principle of operation

The stretch wire method involves measuring the EMF induced in a wire moving as a whole in a constant magnetic field or in a stationary wire in a pulsed field. The EMF in the wire arises due to a change in the magnitude of the magnetic field's vector potential, which direction coincides with the wire's direction. By integrating the EMF over time, the magnitude of the vector potential is determined.

The stretch wire method allows one to measure the position of the magnetic axis, the roll angle of a quadrupole magnet [14], the integral magnitude of the magnetic field, and the integral harmonics.

Measuring harmonics in a constant field

When a wire moves uniformly along a circular trajectory, the time integral of the measured EMF signal can be represented as a function of the wire coordinates. If we consider a polar coordinate system which center coincides with the center of the measurement circle, the EMF integral can be represented as a function of the wire rotation angle, as

$$I(\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos(\theta) + b_n \sin(\theta)) \left(\frac{r}{r_0} \right)^n, \quad (11)$$

where θ is the rotation angle of the measurement point on the circle; a_n , b_n are the harmonics of the vector potential; r is the radius of the measurement circle; r_0 is the reference radius (the harmonic reference radius). The harmonics of the vector potential and the magnetic field are related by the following relationships:

$$A_n = \frac{na_n}{r_0}, \quad B_n = \frac{-nb_n}{r_0}. \quad (12)$$

The magnitudes of higher harmonics typically have an amplitude at a level of 10^{-4} of the fundamental harmonic. The accuracy of higher harmonic measurements is improved by compensating for the fundamental field component. One compensation method is to move the wire along a specially selected trajectory (see Fig. 5) [9].

Fig. 5. Trajectory of the wire motion when compensating for the contribution of the multipole component.

To compensate for the N -order multipole component, the wire is moved stepwise to each of the M measurement points, which is a circle of radius r . At each measurement point, the wire is displaced along a linear trajectory. The angle between the horizontal and the line of wire displacement is determined at each point as

$$\theta_m = -(N-1)\alpha_m + \varphi_N - \frac{\pi}{2}, \quad (13)$$

where α_m is the angle of the circular arc of each M point, and φ_n is the initial phase of the harmonic. To compensate for several harmonics simultaneously, measurements are taken at two radii. As the wire moves, the integral of the induced EMF is measured at each point. Then, based on the measured angular dependence of the vector potential integral, the field harmonics are determined by inversely transforming expression (11).

Measuring harmonics in a pulsed field

When measuring weak constant magnetic fields, the signal-to-noise ratio may be insufficient to achieve the required accuracy. In this case, one way to increase the sensitivity of the method is to measure in a pulsed magnetic field with a high rate of rise.

The wire moves along a circular trajectory divided into N points (Fig. 6). At each point, the wire's position is fixed, and a current pulse is applied to the magnet winding. The EMF signal induced on the wire is integrated, and the integral value corresponding to a predetermined current value is determined. From the distribution of the EMF integral over the angle (coordinate), the field harmonics are calculated using formulas (11) and (12).

Fig. 6. Wire trajectory during measurements in a pulsed field.
1 — current pulse in the magnet winding, 2 — EMF signal induced in the wire

1.3. Pulsed wire method

This method is most widely used in measuring the magnetic fields of inserted devices of synchrotron radiation sources, such as wigglers and undulators. A wire is pulled through the aperture of a magnet with a constant field. When a short high-voltage pulse is applied to the wire, a localized disturbance region is

created in the wire, propagating toward the ends of the wire. An optical sensor is located near one end of the wire, recording the shape of the propagating wave [10]. Based on these measurements, the first and second integrals of the magnetic field are determined. The transverse displacement of the wire is described by the equation

$$-\frac{E \Upsilon}{T} \frac{\partial^4 x}{\partial z^4} + \frac{\partial^2 x}{\partial z^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} = -\frac{B(z) I(t)}{T}, \quad (14)$$

where E is the modulus of elasticity, Υ is the moment of inertia, $I(t)$ is the dependence of the current in the wire on time, $B(z)$ is the magnitude of the transverse field at the z point, and T is the tension force in the wire. The velocity of wave propagation in the wire is determined as $v = \sqrt{T/m_l}$.

In the case of a short-duration current pulse, the dependence of the wire displacement on time at the location of the optical sensor is described by the relation

$$x(t) = -\frac{I_0 \Delta t}{2m_l v} \int_0^v B(z) dz, \quad (15)$$

where I_0 is the current pulse amplitude, and Δt is the pulse duration. In this way, the first integral of the magnetic field is measured. In addition to the first integral of the field, an important characteristic of wigglers and undulators is the second integral of the field. It is measured by applying a current pulse of longer duration. The relationship between the second integral of the magnetic field and the shape of the wire deflection is described by equation

$$x(t) = -\frac{I_0}{2m_l v^2} \int_0^v dz \int_0^z B(u) du. \quad (16)$$

The accuracy of the measurements is affected by both internal (wire material characteristics, dispersion due to wire stiffness, wire sag, wire manufacturing inaccuracies) and external factors (vibrations, air movement, fluctuations in optical components). Minimizing the negative impact of all the above-mentioned sources of interference is accomplished during the development and commissioning stages of the magnetometric system.

2. PRINCIPLES OF CREATION AND OPERATION OF WIRE-BASED MAGNETOMETRIC SYSTEMS

2.1. Main systems of the magnetometric rig

Introductory Note

The principles of creating and operating wire measurement systems are described using the example of

a measurement system developed and operated at the JINR VBLHEP during the production of magnets for the NICA accelerator complex. The approaches used are universal and can be applied to most facilities of this type.

Wire support unit

The diagram of the magnetometric system (without the signal acquisition and control system) is shown in Fig. 7. The magnet being measured is mounted between two columns housing the main system components. The wire is pulled through the magnet aperture and secured on both sides to special wire support units. The design of these units must ensure electrical insulation of the wire from the conductive materials of the support columns to minimize noise pickup. Furthermore, the wire support unit must ensure unambiguous wire positioning each time the wire is replaced. This is necessary to maintain calibrated wire offset values relative to reference points. Reference points are installed on both wire support units to measure the wire position in the magnet coordinate system.

Fig. 7. Schematic diagram of the NICA collider's quadrupole magnetometer system.

1 — wire; 2 — magnet; 3 — main system support pillars; 4 — wire movement system; 5 — wire tension system; 6 — vibration recording system

Wire translation system

The positioning accuracy of the wire translation system directly affects the measurement accuracy achieved by each method. A typical implementation scheme for a two-coordinate wire translation system is the orthogonal installation of linear translators on each of the columns. When selecting a linear translator, it is necessary to consider the weight of the equipment it will be moving. Available translation system models achieve a positioning accuracy of ± 0.001 mm. Depending on the size of the measurement area, the relative error will decrease. For example, a positioning error of ± 0.001 mm when measuring magnetic field harmonics using the stretched-wire method at a radius of 50 mm allows for an accuracy of $2 \cdot 10^{-5}$ in relative units (excluding noise interference, which significantly affects the accuracy of the results).

Wire vibration detection system

The vibrating and pulsating-wire methods require measuring the mechanical vibrations of the wire. This requires optical sensors, the simplest of which is an optocoupler with an air gap. Using a stabilized power supply and a highly sensitive voltage sensing system allows for measurement repeatability of 0.001 mm or

better. To convert the amplitude of the optocoupler's output signal into the amplitude of the wire's mechanical vibrations, a proportionality coefficient is determined in the linear region of the optocoupler's output characteristic (see Fig. 8).

Fig. 8. The dependence of the optocoupler output voltage on the wire position [7]. The optocoupler's operating regions are highlighted

This region is determined by the position of the wire relative to the optocoupler's light path. The wire position relative to the optocoupler must be maintained throughout the entire measurement cycle. For this purpose, the optocouplers are mounted on automatically controlled linear platforms (see Fig. 9) [11].

Fig. 9. Schematic diagram of the wire vibration recording system [7].
1 — wire; 2 — optocoupler for recording vertical vibrations; 3 — optocoupler for recording horizontal vibrations

Wire tensioning system

The wire tensioning method is an important factor in increasing measurement sensitivity and reducing interference. The choice of tension determines the amount of wire sag and the resonant frequency of its natural vibrations. Increasing the tension to minimize wire sag can negatively impact the optocoupler signal. This is due to a decrease in the wire vibration amplitude and the potential overlap of the wire resonant frequency with the frequency of external electromagnetic or vibrational interference. Initially, the vibration spectrum is measured on the measuring rig and the operating frequency range is selected where the interference amplitude will be minimal. In addition to initially selecting the operating range, maintaining the resonant frequency allows for maintaining resonance conditions throughout the entire measurement period, significantly increasing the sensitivity of the measurement method. To maintain the set wire tension, the most suitable option is to use a stepper motor and a strain gauge. Feedback for such a tensioning system can be implemented using hardware or software. A comparison of the stability of maintaining the resonant frequency of wire vibrations using an automatic tensioning system is shown in Fig. 10.

Fig. 10. Resonant frequency stability when using an automatic wire tension system.

2.2. Technical aspects of measurements with a vibrating wire

The signal from the optocoupler is a carrier harmonic with a frequency corresponding to the frequency of the alternating current in the wire and superimposed noise. Noise arises from both the reading equipment and from wire vibrations caused by external vibrations or air currents. The most applicable method for extracting the amplitude of the carrier frequency signal is synchronous detection [15].

For this purpose, the signal from the optocoupler and the reference signal are processed using a special algorithm. The reference signal is the alternating current signal applied to the wire. The synchronous detection algorithm can be implemented either digitally or embedded in a discrete device — a synchronous amplifier [16]. Modern synchronous amplifiers are independent devices with their own software, which significantly simplifies the process of conducting measurements, developing custom programs for controlling the magnetometric system, and improves the accuracy of measurements (see Fig. 11). Using a synchronous amplifier, the approximation error of experimental data was reduced by two orders of magnitude.

Fig. 11. The influence of a synchronous amplifier on the accuracy of measurements by a vibrating wire.

The sensitivity of the magnetometric system also depends on the longitudinal position of the vibration recording system. Magnetic axis position measurements are performed at two harmonics of the resonant frequency, which changes the longitudinal distribution of the wire's vibration amplitude (Fig. 12). The most suitable position for the optocouplers is at a point 1/8 of the wire's length, since at this position the vibration amplitude at both harmonics is close to the maximum. However, due to the design features of the measuring rig, placing optocouplers at this point may be impossible. In this case, a compromise is sought between the rig design and the magnitude of the wire vibrations at the location of the vibration detection system.

Fig. 12. Distribution of the wire vibration amplitude during measurements of the magnetic center position and the angular positions of the magnetic axis.

The AC power source for the wire must have appropriate amplitude and frequency stability. The sensitivity of the measurement method can be enlarged by increasing the current amplitude in the wire. However, precision AC sources with adjustable frequency

have a limited amplitude range. Furthermore, increasing the current amplitude in the wire leads to its heating, which causes fluctuations in the resonant frequency. The typical current amplitude limitation of most sources is 100 mA, which does not significantly heat a beryllium bronze wire with a diameter greater than 100 μm .

A standard sine wave generator can be used as a wire power source. Current stability in this case is determined by the generator's stability and the change in wire resistance. The low-frequency operating range allows one to neglect the influence of the circuit's reactance and evaluate fluctuations only in the active component of the wire's power supply circuit resistance. A graph of the wire's active resistance over time is shown in Fig. 13. From this graph, it can be concluded that the relative fluctuations in the wire's active resistance are within 0.02%, allowing the use of a sine wave generator as a wire power source. Modern generators have the ability to define arbitrary waveforms, that expands the range of measurement system capabilities while minimizing the amount of equipment used.

Fig. 13. Changing the wire resistance.

The influence of external vibrations on measurement results can be reduced by selecting the design of the support stands for the main system components. The primary solutions to this problem are to place the main system components on vibration-isolated optical tables or on supports made of hard rock, such as granite. Using an optical table does not eliminate the vibrations transmitted to the magnet being measured. Using granite supports, however, maintains the same vibration spectrum throughout the system while significantly reducing the amplitude of vibrational interference.

External magnetic fields, independent of the magnet winding supply current, can introduce errors in magnetic axis position measurements. To reduce the influence of external fields, measurements are performed with the magnet supplied in two polarities. The average value between measurements in the two polarities determines the magnetic axis position. This measurement method is an effective method for suppressing the influence of constant external magnetic fields [11]. Figure 14 shows the results of an experiment artificially introducing a constant magnetic field into the system. The dependence of the magnetic axis position on the magnet winding supply current has a hyperbolic shape. When measuring in two magnet supply polarities, the resulting hyperbolas converge to a horizontal asymptote. There is no dependence of the magnetic axis position on the magnet supply current

when calculating average values between the two magnet supply polarities, indicating the possibility of using this method to compensate for the influence of external magnetic fields.

Fig. 14. Results of magnetic axis measurements in two magnet power polarities [11]. The results of X -coordinate measurements are presented; a similar picture is observed for Y -coordinate measurements

The accuracy of the measuring system can be assessed based on the approximation error of the experimental results (Fig. 1) and the repeatability of the obtained data (Fig. 15). The measurement accuracy using the vibrating wire technique reaches several microns.

Fig. 15. Repeatability of measurements of the magnetic center position [7].

All of the above methods for improving the accuracy of magnetic axis measurement using a vibrating wire involved aligning the wire with the magnetic axis. However, the main contribution to the measurement error is made by the accuracy of determining the wire coordinates in the magnet coordinate system. The reference points of the magnet and wire are measured using a CMM. The main types of CMMs are a measuring arm and a laser tracker. Depending on the largest measurable distance between points, the spatial accuracy of CMM measurements can range from ± 0.01 to ± 0.30 mm. Therefore, to achieve the required accuracy in measuring the magnetic axis position of a quadrupole magnet, primary attention must be paid to the selection of a CMM.

The spatial position of the wire after its alignment with the magnetic axis is determined using reference points placed on the wire support units (Fig. 16).

Fig. 16. Schematic diagram for determining the offsets of wire reference points. 1 — calibration spheres; 2 — wire; 3 — reference points; 4 — ruby spheres of the wire support unit [11]

The reference points are located at fixed distances from the ends of the wire. This is necessary for measuring the wire's position without direct contact with the wire, which could cause it to shift from its initial position. Determining the distances (offsets) between the ends of the wire and the reference points is a necessary task during commissioning of the magnetome-

tric system. The offset determination technique [11] involves simultaneously measuring the spatial position of the wire and the reference points.

The spatial position of the wire can be determined using two conductive calibration spheres used for calibrating the CMM. The position of the spheres is measured using the CMM, after which the wire is moved until it simultaneously touches both spheres. In this position, the coordinates of the reference points are measured in an arbitrary coordinate system. This procedure is repeated iteratively until the wire has "rolled" around at least half of the calibration sphere. Further geometric calculations are used to determine the distances between the centers of the calibration spheres and the circles described by the reference points during the measurements. After this, a correction for the wire sag in the vertical plane is also taken into account. The maximum value of the wire sag is determined from the resonant frequency of natural vibrations using the following formula:

$$Sagitta = \frac{g}{32f_1^2}, \quad (18)$$

where g is the gravitational acceleration, and f_1 is the fundamental resonant frequency of the wire's natural vibrations.

When measuring the magnetic axis position, the main criterion for approaching the axis is minimizing the amplitude of the wire vibrations. In this case, there is no need to determine the ratio between the signal amplitude at the optocoupler output and the amplitude of the wire mechanical vibrations. However, when measuring the longitudinal field distribution and harmonics using the oscillating wire method, the accuracy of the measured parameters directly depends on the accuracy of the proportionality coefficient between the optocoupler output signal and the wire vibrations. Therefore, it is necessary to develop a method for determining these coefficients.

The most suitable option is to use linear platforms that move the optocouplers (Fig. 9). These platforms have a fixed step size. Thus, measuring the proportionality coefficients of oscillations is reduced to measuring the dependence of the output voltage on the step size of the optocouplers. However, when using a lock-in amplifier, this approach is impossible due to the fact that the amplifier's output parameter is the amplitude of the oscillations of the alternating component of the voltage from the optocoupler output. In this case, the method for determining the proportionality coefficients of oscillations is supplemented by measuring the ratio between the voltage oscillations at the optocoupler output and the amplitude of the carrier harmonic recorded by the amplifier. The final algorithm for measuring the proportionality coefficients when using a lock-in amplifier is as follows: the de-

pendence of the DC voltage at the optocoupler output on displacement is measured; The amplitude of the optocoupler output voltage fluctuations at the resonant frequency of the natural oscillations is measured with a fixed current in the magnet, and the amplitude of the mechanical oscillations of the wire is determined. The previous measurements are repeated with a synchronous amplifier connected.

The oscillating wire method is highly sensitive to frequency fluctuations of the alternating current in the wire. Reducing sensitivity to changes in current frequency and, consequently, increasing measurement accuracy is achieved by selecting an operating frequency outside the resonant frequency range of the wire's natural oscillations. The graph of the amplitude-frequency dependence of wire oscillations (Fig. 17) shows the difference in oscillation amplitude with a frequency change of 0.01 Hz in regions near the resonant frequency and with a shift of 1 Hz from resonance. It follows from this that possible frequency drift of the alternating current will have a significantly smaller effect on the measurement results away from the resonant frequency.

Fig. 17. The dependence of the optocoupler output voltage amplitude (wire vibration amplitude) on the frequency of the alternating current in the wire.

2.3. Features of stretch-wire measurement systems

The tensile-stretch method requires the EMF signal to be read from the wire, which can be accomplished via the same cable line that supplies the current signal to the wire during vibrating-wire measurements. It is important to ensure that the AC current source does not influence the EMF signal.

The amplitude of the EMF induced in the wire is proportional to the magnetic field strength and the wire's velocity (for measurements in a constant field) or the rate of magnetic field rise (for measurements in a pulsed field). The requirements for the current stability of the magnet's power supplies depend on the required accuracy of the measurement results and are typically in the range of 10^{-3} to 10^{-5} in relative units.

The EMF signal is read using an ADC for further processing. In addition to standard ADCs, specialized digital integrators developed for magnetic measurements can be used [17, 19]. These devices reduce potential errors compared to numerical integration of EMF signals measured by ADCs.

When measuring in a pulsed field, the magnet winding current signal is recorded simultaneously with the EMF signal. This is necessary for subsequently referencing the EMF integral value to a fixed

value of the magnet supply current. Furthermore, to reduce the influence of current fluctuations (or interference in the current sensor signal) on the integral value, a negative pulse shift is generated before the start of the pulse increase. This allows the EMF integration time interval to be referenced to two points — zero current and the integration current. The current value for integration is determined before data processing begins. This leads to a requirement for magnet power sources: the ability to change polarity during a current cycle.

2.4. *Methods for automating magnetometric systems*

The measurement algorithms for the above-described methods lend themselves well to automation during the development of measurement system software. This reduces human error and significantly speeds up the measurement process. General measurement algorithms for each method are provided in Section 3. This section will discuss the principles of automating each of the above-described subsystems of the setup.

Most modern linear translators use a driver with its own software and digital communication for control. Therefore, the main task is to organize interaction between the measurement system software and the motor controller. When selecting a controller model, it is important to consider the ability to simultaneously move multiple motors. This is necessary for implementing the taut-wire technique in a constant field, which requires synchronous movement of both ends of the wire.

Automation of the vibration detection system involves creating feedback to maintain the optocoupler's working area during measurements. To do this, the DC voltage at the optocoupler output is checked to ensure it complies with specified limits. The algorithm for determining the optocoupler's operating range can also be automated. This involves automatically moving the linear platform with the optocoupler relative to the wire while simultaneously recording the voltage at the optocoupler output and subsequently determining the maximum and minimum voltage values. The average value between these values is then determined within user-defined limits.

The wire tensioning system operates by establishing feedback between the tensioner and the tension sensor. A strain gauge can be used as the tension sensor, and a stepper motor as the tensioner.

If a calibration coefficients of a strain gauge is unknown, it is necessary to determine the output voltage corresponding to the required tension force. If the range of acceptable resonant frequencies, limited by external interference, is sufficiently small, the required tension force can be selected iteratively by measuring the resonant frequency with each change in

the wire tension. The output voltage on the strain gauge corresponding to the required resonant frequency range is recorded, after which the tensioning system maintains the set value within the limits specified by the operator.

3. ALGORITHMS FOR CARRYING OUT MEASUREMENTS USING WIRE-BASED METHODS

Magnetic axis position

Measuring the magnetic axis position can be divided into two stages: aligning the wire within the magnetic axis and determining the wire coordinates in the magnet's coordinate system. When aligning with the magnetic axis, initially the position of the magnetic center—the intersection point of the magnetic axis with the transverse plane of the magnet at its center (along the longitudinal coordinate) — is determined. To achieve this, the ends of the wire are moved in the same direction, and the wire position corresponding to the minimum oscillation amplitude is determined. The frequency of the alternating current in the wire is selected such that the maximum oscillation amplitude distribution coincides with the magnet center (Fig. 12, solid curve). After aligning the wire with the magnetic center, the angular positions of the magnetic axis are determined. The ends of the wire are moved in opposite directions such that the wire position at the magnetic center remains constant. The frequency of the alternating current in the wire is selected based on the condition of the minimum oscillation amplitude distribution at the magnet center (Fig. 12, dotted curve). The measured dependences of the wire oscillation amplitude on its position in the magnet aperture are approximated by a linear function (see Fig. 18) [7]. The intersection point of the line with the abscissa axis (IP) is determined. Similar measurements are performed with the magnet power supply polarity reversed (Fig. 18). The average value between the IP is calculated for both the direct and reversed power supply polarities.

Fig. 18. Measured dependences of the oscillation amplitude on the position of the wire [7].

After determining the wire position corresponding to the minimum average value between the IP during measurements of the magnetic center (co-directional motion) and the angular positions of the magnetic axis (opposite motion), the wire position is measured in the magnet coordinate system using a CMM. The magnet coordinate system is defined by reference points on the yoke. The positions of the wire reference points are measured in this coordinate system. Offsets and a correction for wire sag are subtracted from the re-

sulting coordinates. The wire shape in the vertical plane is defined as a catenary, the solution to which is found using two points, taking into account the wire characteristics [18].

Longitudinal magnetic field distribution

Depending on the number of harmonics measured, as determined by the user, a corresponding number of measurement iterations is performed. Increasing the number of harmonics improves the longitudinal resolution, but with increasing harmonic number, the oscillation amplitude and signal-to-noise ratio decrease significantly.

In the vicinity of each harmonic, the dependence of the wire oscillation amplitude on the frequency of the alternating current in it is measured. The obtained dependences are approximated by polynomial expression (3), and the free coefficients of the polynomial are determined taking into account the sign of the phase difference between the wire oscillations and the alternating current. The harmonic expansion coefficients of the magnetic field (6) are then determined, the summation of which (7) allows us to reconstruct the longitudinal profile of the magnetic field.

Measuring harmonics with an oscillating wire

The frequency of the alternating current in the wire is selected outside the resonance vicinity. The wire is moved parallel to each of the measurement points, which form a circle. To use the fast Fourier transform, the number of points must be 2^N , where N is a natural integer. At each point, the wire oscillation amplitude is measured, taking into account the sign of the phase difference between the wire oscillations and the alternating current. From the resulting distribution of the oscillation amplitude as a function of the wire position, the harmonics of the magnetic field are calculated (9). If the proportionality coefficients between the wire oscillation amplitude and the optocoupler output voltage are not determined, only the relative harmonics of the field are calculated (10).

Measuring harmonics with a stretched wire in a pulsed field

The wire's motion is similar to measurements using the oscillating wire method: the wire is moved parallel to each of the 2^N measurement points along a circular trajectory. At each point, the position of the wire is recorded, and a current pulse is applied to the magnet winding. Simultaneously with the current application, signals from the current sensor and the wire are recorded. The time interval between zero current and the user-specified integration current is then determined. The EMF signal from the wire is integrated over the resulting time interval. The EMF integral values at each measurement point represent the dependence of the integral of the magnetic field vector potential on the wire position. Using formulas (11) and (12), the harmonic components of the magnetic field are calculated from this dependence.

CONCLUSION

Wire measurement techniques are precise and versatile methods for determining the basic parameters of the accelerator magnet field. Using a wire allows the creation of magnetometric systems capable of measuring magnets of various types and designs.

The development and creation of wire-based measurement systems involves solving non-trivial problems to improve the accuracy of measurements. However, the relatively lengthy commissioning process of such systems is offset by the ability to implement multiple measurement techniques, which expands the range of magnetic field parameters available for measurement by a single system.

The most promising direction for the development of wire magnetometric systems is the creation of multifunctional systems capable of measuring all required accelerator magnet field parameters. This requires finding universal solutions in the development of each subsystem of the measurement rig.

The JINR Laboratory of High Energy Physics has successfully commissioned wire-based measurement rigs for determining the magnetic axis position of quadrupole magnets at the NICA complex (Dubna, Russia) and the SiS100 synchrotron of the FAIR project (Darmstadt, Germany). Active work is underway to implement stretched and pulsating wire measurement techniques in these magnetometric systems.