

УДК 533.9.03; 535.417

ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ МОДУЛЬ ДИСПЕРСИОННОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА НА ОСНОВЕ CO₂-ЛАЗЕРА ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ПЛОТНОСТЬЮ ПЛАЗМЫ

С.В. Иваненко, К.А. Гринемайер, Е.А. Пурыга, А.Н. Квашинин, П.А. Багрянский

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

В статье рассматривается измерительный модуль дисперсионного интерферометра на основе CO₂-лазера, позволяющий проводить измерения интегральной плотности плазмы с разрешением $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ с временной дискретностью 4 мкс. Такие характеристики прибора позволяют использовать результаты его измерений в контурах обратной связи для управления плотностью плазмы. Основными элементами измерительного модуля являются кристаллы аналого-цифровых преобразователей (АЦП) и узел цифровой потоковой обработки данных, построенный на базе программируемой пользователем вентильной матрицы (FPGA — field-programmable gate array). Реализованный в цифровом узле алгоритм вычисления плотности плазмы основан на гармоническом анализе сигналов интерферометра и является устойчивым к воздействию шумов и изменениям глубины модуляции. Рассматриваемый измерительный модуль является прототипом системы регистрации и автоматического контроля за плотностью плазмы на установке Глобус-М2 (г. С.-Петербург, Россия).

Ключевые слова: интерферометрия, дисперсионный интерферометр, управление плотностью плазмы, цифровая обработка сигналов, фазометр, FPGA.

MEASURING MODULE OF DISPERSION INTERFEROMETER BASED ON CO₂ LASER FOR PLASMA DENSITY CONTROL

S.V. Ivanenko, K.A. Grinemayer, E.A. Puryga, A.N. Kvashnin, P.A. Bagryansky

Budker Institute of Nuclear Physics of Siberian Branch Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russia

The article discusses the measuring module of the dispersion interferometer based on CO₂ laser. This module provides measuring of integral plasma density with resolution of $4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ every 4 μs . Such characteristics of the device allow using the results of its measurements in the feedback loops to control the plasma density. The main elements of the measuring module are analog-to-digital converters (ADC) and the digital data processing unit based on the field programmable gate array (FPGA). The algorithm for plasma density calculating is implemented in the digital unit. This algorithm bases on harmonic analysis of interferometer signals and is resistant to noise and changes of modulation depth. The measuring module is the prototype of the data acquisition and automatic control system of plasma density at the Globus-M2 facility (St. Petersburg, Russia).

Key words: interferometry, dispersion interferometer, plasma density control, digital signal processing, phasemeter, FPGA.

DOI: 10.21517/0202-3822-2022-45-1-67-78

ВВЕДЕНИЕ

Интерферометрия является классическим методом диагностики плотности плазмы на современных термоядерных установках. Данный метод позволяет получить абсолютное значение интеграла электронной плотности плазмы вдоль линии наблюдения, поскольку измеряемая им разность фаз зависит только от плотности, характерного размера плазмы и мировых констант. Это свойство интерферометрии широко используется для калибровки других диагностик, для понимания общей картины поведения плазмы и, что особо важно, может использоваться для формирования сигналов обратной связи в современных системах динамической стабилизации плотности и положения плазменного шнура в магнитных ловушках. При этом сама возможность аппаратной реализации такого контроля за плотностью плазмы стала доступной во многом благодаря развитию микроэлектроники и появлению на рынке средств цифровой потоковой обработки данных, таких как программируемые пользователем вентильные матрицы (FPGA). Наличие в используемой аппаратуре регистрации цифрового ядра, построенного на базе FPGA, позволяет полностью перенести процесс вычислений плотности плазмы непосредственно в сами модули регистрации. При этом формирование результатов будет происходить в режиме реального времени. Именно этот факт и позволяет использовать полученные результаты в контурах обратной связи и создать систему для автоматического контроля за плотностью плазмы.

Особенностями используемого в работе дисперсионного интерферометра (ДИ) на основе CO₂-лазера с искусственной фазовой модуляцией зондирующего излучения [1] являются его компактность и слабая

чувствительность к вибрациям оптических элементов. В схеме ДИ (рис. 1) используется разделение зондирующих лучей по длине волны за счёт частичного преобразования исходного излучения первой гармоники во вторую, принцип измерения основан на анализе сдвига фаз между этими лучами в плазме. Благодаря выбору оптимальной для современных плазменных установок длины волны зондирующего излучения (5 мкм и 10 мкм) на работу данного интерферометра практически не оказывают влияния явления рефракции и вращения плоскости поляризации в магнитном поле.

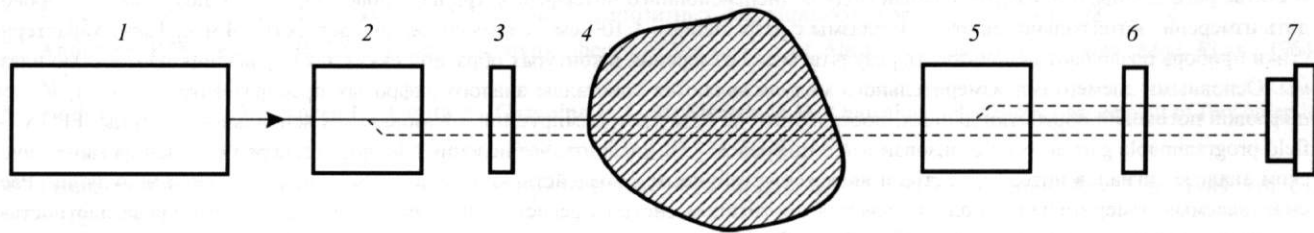


Рис. 1. Схема ДИ с входящей в его состав электрооптической ячейкой: 1 — CO₂-лазер; 2 и 5 — удвоители частоты; 3 — электрооптическая ячейка; 4 — плазма; 6 — фильтр; 7 — фотоприёмник

Подобные интерферометры используются на установках ГДЛ (г. Новосибирск, Россия) [1], W-7X (г. Грейфсвальд, Германия) [2], LHD (г. Токи, Япония) [3], а также ранее использовался на установке TEXTOR (г. Юлих, Германия) [4]. Для регистрации сигналов и вычисления плотности плазмы в данных интерферометрах использовались различные методики и были созданы специальные измерительные приборы. В частности, на установке TEXTOR был создан измерительный комплекс, который позволял не только производить измерения интегральной плотности плазмы в режиме реального времени, но и управлять плотностью плазмы и вертикальным положением плазменного тороида [5, 6]. Несмотря на успешную реализацию, описанная в [6] методика вычисления плотности плазмы была неустойчивой к наложенному на сигнал шуму и изменениям глубины модуляции. Все это заставляло проводить громоздкие калибровочные процедуры перед вычислением каждого нового значения плотности плазмы. В последние годы основным подходом к решению задачи вычисления плотности плазмы стала работа с сигналом интерферометра в частотной области, а не во временной [7]. Это позволило значительно снизить восприимчивость результатов к шуму и избавиться от проведения громоздких калибровочных процедур.

В данной работе описан измерительный модуль ДИ, который является прототипом системы регистрации и автоматического контроля за плотностью плазмы на установке Глобус-М2 (г. С.-Петербург, Россия) [8]. В его основе лежит описанный в [6] измерительный комплекс ДИ для установок TEXTOR и ГДЛ. За счёт использования принципиально новых алгоритмов вычисления плотности плазмы, основанных на гармоническом анализе, удалось не только повысить точность измерений в присутствии шумов и избавиться от калибровочных процедур, но и обеспечить устойчивость к изменениям глубины модуляции сигнала интерферометра.

АЛГОРИТМ ИЗВЛЕЧЕНИЯ ФАЗЫ

В классической схеме ДИ сигнал фотоприёмника имеет вид [9]

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \sin(\Delta\varphi), \quad (1)$$

где I_1, I_2 — интенсивности зондирующей и опорной волн; $\Delta\varphi$ — разность их фаз, пропорциональная интегральной плотности плазмы $\int n_e dl$ и связанная с ней выражением

$$\Delta\varphi = \frac{3}{2} \frac{e^2}{mc^2} \lambda \int_0^L n_e dl. \quad (2)$$

В данном соотношении роль масштабных коэффициентов выполняют заряд электрона e , масса электрона m , скорость света c , длина волны зондирующего излучения λ . Для увеличения чувствительности интерферометра в его схему была добавлена электрооптическая (ЭО) ячейка. Она под воздействием приложенного напряжения синусоидальной формы искусственно изменяет набег фазы проходящего че-

рез неё излучения. В результате в аргументе функции, описывающей выходной сигнал ДИ, появляется осциллирующая компонента:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \sin(M \sin(\Omega t) + \Delta\varphi). \quad (3)$$

При её амплитуде M в π и более радиан выходной сигнал изменяется от максимума до минимума независимо от набега фазы $\Delta\varphi$, обусловленного плазмой.

Существует несколько способов для аппаратного извлечения набега фаз $\Delta\varphi$. В частности, в [6] использовался алгоритм, работающий с сигналами фотоприёмника и модулятора в амплитудно-временной области. В предположении, что интенсивности зондирующей и опорной волн I_1 и I_2 фиксированы на периоде модуляции, из сигнала фотоприёмника исключалась постоянная составляющая и выполнялась нормировка его переменного компонента на единицу. В этом случае величина текущего набега фазы в точках равенства нулю аргумента синусоидальной функции, соответствующих точкам максимальной чувствительности интерферометра, оказывается прямо пропорциональной текущему значению амплитуды модулирующего сигнала:

$$\Delta\varphi = |M \sin(\Omega t)|. \quad (4)$$

Несмотря на простоту реализации, данному методу был присущ ряд недостатков. В первую очередь это сильная зависимость результатов измерений от наложенного на сигнал шума. К основным источникам шума, оказывающим влияние на амплитуду сигнала фотоприёмника, относятся:

- нестабильность выходной мощности лазера;
- нестабильность температуры и ориентации нелинейного кристалла;
- нестабильность суммарного пропускания оптической трассы с учётом запыления поверхности зеркал, обращённых к плазме, и других эффектов;
- крупномасштабные поперечные смещения лучей, сравнимые с апертурами детектора и других лимитирующих оптических элементов.

Подобные явления могут происходить вследствие рефракции на резких градиентах плотности (например, при срывах плазмы в токамаке) либо при вибрациях большой амплитуды (также возникающих при срывах).

Кроме этого, непосредственно воздействующими на результаты измерений являются факторы, приводящие к изменению формы сигнала фотоприёмника:

- недостаточная или избыточная глубина модуляции зондирующего излучения;
- дополнительный набег фазы в ЭО-ячейке, возникающий вследствие температурной нестабильности, акустических резонансов или иных причин;
- наличие паразитной обратной связи между лазером и оптической системой интерферометра. Подобный эффект возникает из-за попадания отражённого от различных оптических элементов излучения в лазер, его усиления в лазере и последующей интерференции с основным излучением;
- скачок фазы при перестройке лазера на соседнюю линию генерации в группе.

Если проблемы флуктуаций амплитуды сигналов можно было решить добавлением в алгоритм обработки вспомогательных калибровочных процедур, то изменения глубины модулирующего сигнала в процессе работы установки учесть таким способом было невозможно. В результате всё это приводило к ошибкам в измерениях набега фазы и соответственно плотности плазмы. Поэтому при разработке прототипа системы регистрации и автоматического контроля за плотностью плазмы на установке Глобус-М2 было принято решение перейти из амплитудно-временной области к амплитудно-частотной. За основу был взят алгоритм, описанный в [7].

После преобразования в напряжении на фотодетекторе сигнал интенсивности (3) имеет вид

$$V(t) = V_{DC} + V_{AC} \cos[M \sin(\Omega t) + \Delta\varphi]. \quad (5)$$

Тригонометрическое разложение косинуса даёт

$$V(t) = V_{DC} + V_{AC} \{ \cos(\Delta\varphi) \cos[M \sin(\Omega t)] - \sin(\Delta\varphi) \sin[M \sin(\Omega t)] \}. \quad (6)$$

Воспользуемся тождествами

$$\cos[M \sin(\Omega t)] = J_0(M) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(M) \cos[(2n)\Omega t]; \quad (7)$$

$$\sin[M \sin(\Omega t)] = 2 \sum_{m=1}^{\infty} J_{2m-1}(M) \sin[(2m-1)\Omega t], \quad (8)$$

где $J_n(x)$ — функция Бесселя первого рода порядка n . Подстановка (7) и (8) в (6) приводит к разложению сигнала по гармоникам:

$$\begin{aligned} V(t) = & [V_{DC} + V_{AC} \cos(\Delta\varphi) J_0(M)] - 2V_{AC} \sin(\Delta\varphi) J_1(M) \sin(\Omega t) + \\ & + 2V_{AC} \cos(\Delta\varphi) J_2(M) \cos(2\Omega t) - 2V_{AC} \sin(\Delta\varphi) \sum_{m=2}^{\infty} J_{2m-1}(M) \sin[(2m-1)\Omega t] + \\ & + 2V_{AC} \cos(\Delta\varphi) \sum_{n=2}^{\infty} J_{2n}(M) \cos[(2n)\Omega t]. \end{aligned} \quad (9)$$

Обратим внимание на первую и вторую гармоники $V(t)$:

$$V_{\Omega}(t) = -2V_{AC} \sin(\Delta\varphi) J_1(M) \sin(\Omega t);$$

$$V_{2\Omega}(t) = 2V_{AC} \cos(\Delta\varphi) J_2(M) \cos(2\Omega t).$$

Эти две частотные составляющие содержат в себе достаточно информации для того, чтобы однозначно определить $\Delta\varphi$. Взяв отношение их амплитуд, можно исключить зависимость от V_{AC} :

$$\frac{J_2(M) V_{\Omega}(t)}{J_1(M) V_{2\Omega}(t)} = \frac{|\sin(\Delta\varphi)|}{|\cos(\Delta\varphi)|} = |\operatorname{tg}(\Delta\varphi)|. \quad (10)$$

Таким образом, получаем, что разность фаз $\Delta\varphi$ зависит только от амплитуд первой и второй гармоник сигнала фотоприёмника и амплитуды модулирующего сигнала. Используя функцию арктангенса, можно восстановить $\Delta\varphi$ в интервале $[0, \pi/2]$.

Учёт изменений глубины модуляции. Выражение для определения разности фаз (10) содержит в себе два неизвестных отношения $\left| \frac{J_2(M)}{J_1(M)} \right|$ и $\left| \frac{V_{\Omega}(t)}{V_{2\Omega}(t)} \right|$. Необходимость расчёта отношения $\frac{J_2(M)}{J_1(M)}$ (а не принятие его за константу) обусловлена тем, что глубина модуляции M , как уже было сказано, не является постоянной величиной и может меняться из-за влияния температуры на коэффициент модуляции кристалла GaAs, используемого в ЭО-ячейке. В используемом ДИ значение глубины модуляции находится в диапазоне от $\pi/2$ до π и определяется напряжением на ЭО-ячейке.

Согласно (9) имеем следующие выражения для первой и третьей гармоник:

$$V_{\Omega}(t) = -2V_{AC} \sin(\Delta\varphi) J_1(M) \sin(\Omega t);$$

$$V_{3\Omega}(t) = -2V_{AC} \sin(\Delta\varphi) J_3(M) \sin(3\Omega t).$$

Взяв отношение их амплитуд, можно определить текущую глубину модуляции, используя заранее сформированную таблицу значений M в зависимости от $\frac{J_1(M)}{J_3(M)}$:

$$\left| \frac{V_{\Omega}(t)}{V_{3\Omega}(t)} \right| = \left| \frac{J_1(M)}{J_3(M)} \right|. \quad (11)$$

А затем вычислить необходимое для (10) соотношение $\frac{J_2(M)}{J_1(M)}$.

Таким образом, вычисление глубины модуляции на каждом периоде модулирующего сигнала и её учёт при расчёте текущего значения фазы $\Delta\varphi$ позволяют избавиться от дополнительного источника погрешности и существенно повысить точность измерений.

Расширение диапазона измерений фазы. Выражение (10) позволяет определить фазу $\Delta\varphi$ лишь в диапазоне от 0 до $\pi/2$. Для расширения этого диапазона необходима дополнительная информация, в качестве которой можно использовать знаки первых двух гармоник сигнала фотодетектора:

$$V_{\Omega}(t) = -2V_{AC} \sin(\Delta\varphi) J_1(M) \sin(\Omega t);$$

$$V_{2\Omega}(t) = 2V_{AC} \cos(\Delta\varphi) J_2(M) \cos(2\Omega t).$$

Вследствие того, что функции Бесселя J_1 и J_2 положительны в области $\pi \pm \pi/6$, на знак влияют лишь функции косинуса и синуса фазы. Положение четверти фазы в зависимости от знаков гармоник представлено в таблице.

Определение четверти для набега фазы по знакам гармоник

Гармоника	$V_{2\Omega+}$	$V_{2\Omega-}$
$V_{\Omega+}$	I	II
$V_{\Omega-}$	IV	III

При большой плотности плазмы набег фазы может превосходить 360°. Из-за периодичности косинуса (выражение (6)) на этом рубеже происходит перескок фазы, что приводит к потере информации о полном набеге фазы. Данная особенность накладывает ограничение на скорость изменения фазы: за один период модуляции (4 мкс) не более 90°. Это соответствует изменению средней линейной плотности на $\approx 4 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$, что, в свою очередь, соответствует изменению плотности плазмы на $4 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ за 4 мкс на характерной длине 1 м. Это в несколько раз больше тех изменений плотности, которые наблюдаются на современных плазменных установках при нормальных условиях [10]. При необходимости это ограничение может быть преодолено с помощью использования более коротковолнового лазера или более высокой частоты модуляции.

ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ МОДУЛЬ ДИСПЕРСИОННОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА

Для реализации описанного алгоритма был разработан специальный измерительный модуль (фазометр) (рис. 2). На вход фазометра подаются сигналы фотоприёмника и модулятора ЭО-ячейки с частотой 250 кГц. Эти сигналы оцифровываются 14-разрядными АЦП (AD9255) с частотой дискретизации 64 МГц. С выходов АЦП последовательность цифровых отсчётов передаётся узлу цифровой обработки данных, построенному на базе FPGA Cyclone 3 фирмы Intel. Данный узел отвечает за реализацию алго-

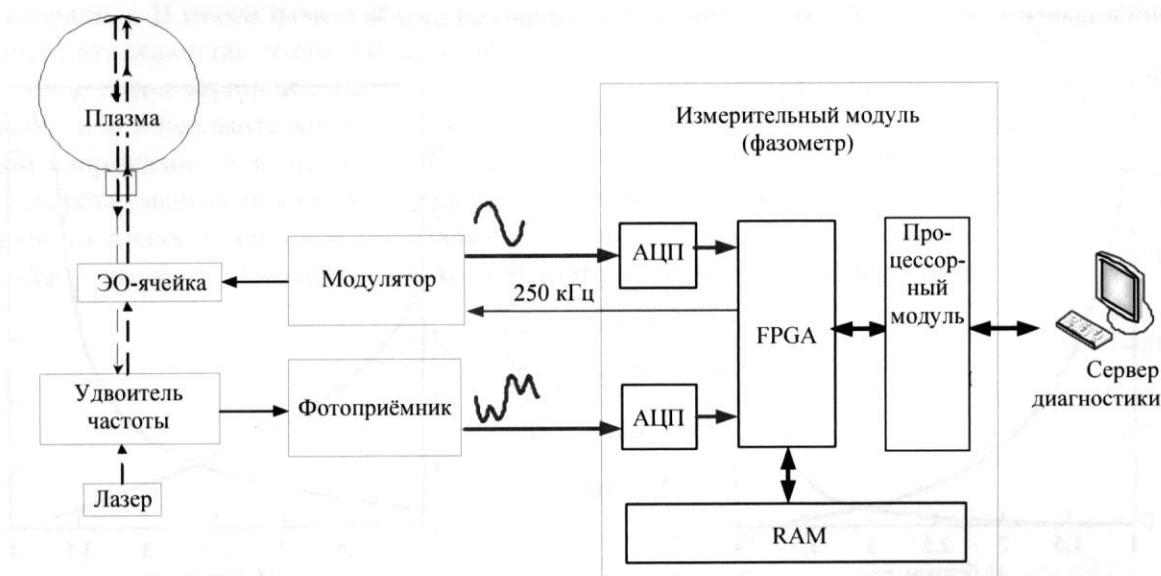


Рис. 2. Измерительный модуль в составе дисперсионного интерферометра

ритма извлечения набега фазы, формирование опорной частоты (250 кГц) для модулятора ЭО-ячейки, запись в память (RAM) и дальнейшую передачу результатов измерений процессорному модулю Colibri iMX6, выполненному на базе ARM-процессора и работающему под управлением операционной системы Linux. Процессорный модуль ответственен за организацию передачи данных по каналу Ethernet диагностическому серверу и за приём от сервера управляющих команд, таких как выбор режима работы, выбор программного или внешнего запуска и пр.

Фазометр поддерживает два режима работы: измерительный и осциллографический. В измерительном режиме происходит обработка сигналов и вычисление интегральной плотности плазмы в режиме реального времени с последующей записью результатов измерений в RAM (максимальная длительность цикла регистрации составляет 8 с). В осциллографическом режиме в RAM записываются отсчёты с обоих АЦП, а полученные значения плотности сохраняются во внутреннюю память FPGA (максимальная длительность цикла регистрации в этом режиме составляет 30 мс). Осциллографический режим используется преимущественно для отладки прибора и алгоритмов обработки.

Узел цифровой обработки. Выбор FPGA в качестве основы для построения цифрового узла обусловлен высокими параллельновычислительными способностями матриц, что необходимо для приёма потока данных с двух АЦП на скорости 256 Мб/с с их одновременной обработкой в режиме реального времени. Описанный в предыдущем разделе алгоритм извлечения набега фазы был перенесён на язык описания аппаратуры Verilog [11] и реализован в цифровом узле фазометра.

Рассмотрим некоторые особенности данной реализации. Согласно (10) для восстановления набега фазы $\Delta\phi$ нужно рассчитать отношение $\frac{V_{\Omega}(t)}{V_{2\Omega}(t)}$, умножить его на значение J_2/J_1 и вычислить арктангенс.

Однако деление $|V_{\Omega}(t)|$ на $|V_{2\Omega}(t)|$ снижает точность конечного результата приблизительно в 2 раза (в том случае, когда количество разрядов частного совпадает с количеством разрядов делимого и делителя). Поэтому преобразуем выражение (10) в

$$\frac{J_1(M)}{J_2(M)} V_{2\Omega}(t) = V_{\Omega}(t) |\operatorname{ctg}(\Delta\phi)|. \quad (12)$$

Отношение $\frac{J_1(M)}{J_2(M)}$ можно найти через $\frac{J_1(M)}{J_3(M)}$, как было показано. Вместо того чтобы заводить отдельную память со значениями $\frac{J_1(M)}{J_3(M)}$ для нахождения глубины модуляции M , можно использовать значения $\frac{J_1(M)}{J_3(M)}$ в качестве адреса памяти, содержащей отношения $\frac{J_1(M)}{J_2(M)}$. Графики всех четырёх отношений в зависимости от глубины модуляции M показаны на рис. 3.

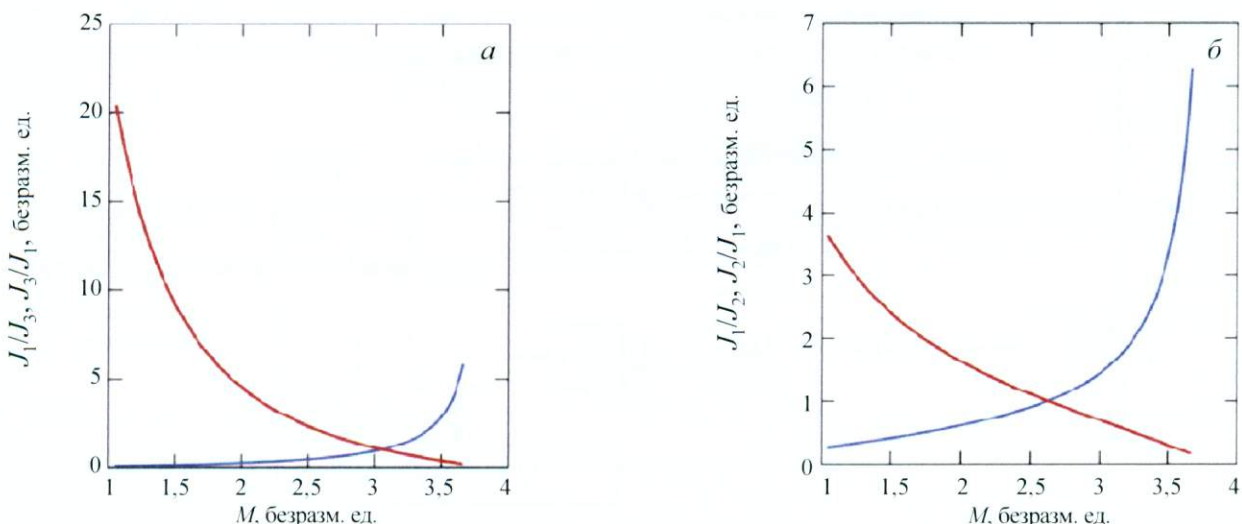


Рис. 3. Отношения J_1/J_3 (—) и J_3/J_1 (—) в зависимости от глубины модуляции M (а); отношения J_1/J_2 (—) и J_2/J_1 (—) в зависимости от глубины модуляции M (б)

Предпочтительной является ситуация, когда в памяти хранится линейная функция. В этом случае требуется минимальное количество значащих разрядов в ячейке памяти для того, чтобы разным значениям адреса соответствовали разные значения функции. На рис. 4. показаны четыре возможных варианта индексации памяти. Наиболее линейными оказываются зависимости J_1/J_2 от J_1/J_3 и J_2/J_1 от J_3/J_1 . Для подстановки в выражение (12) зависимость J_1/J_2 от J_1/J_3 является более предпочтительной.

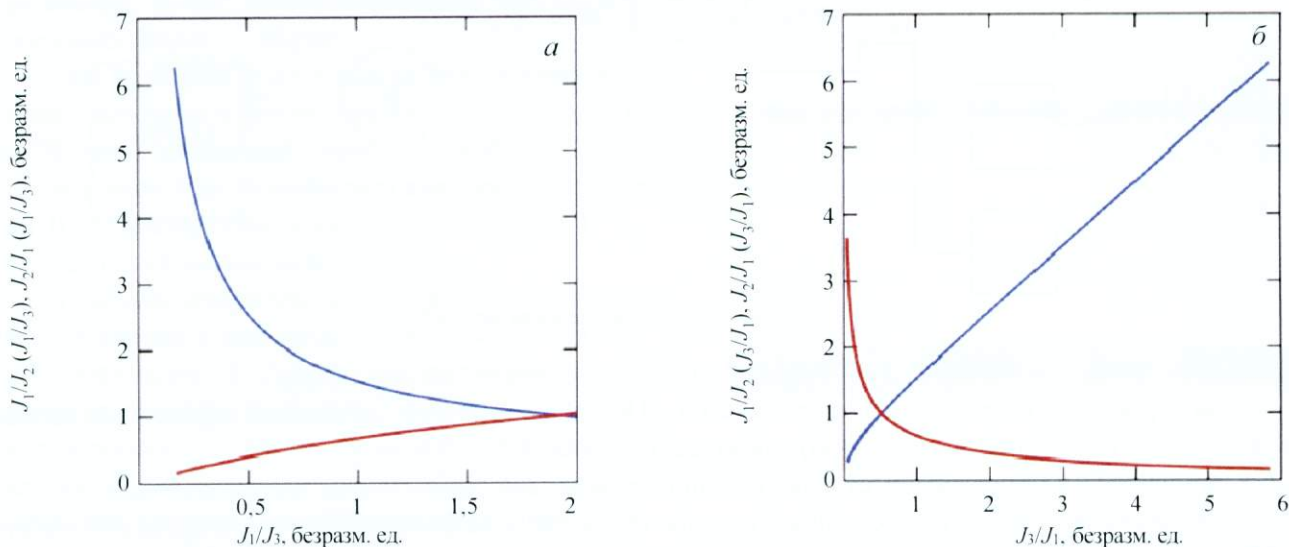


Рис. 4. Отношения J_1/J_2 (—) и J_2/J_1 (—) в зависимости от J_1/J_3 (a); отношения J_1/J_2 (—) и J_2/J_1 (—) в зависимости от J_3/J_1 (б)

Рассчитав левую часть выражения (12), мы находим $|V_{\Omega} \operatorname{ctg}(\Delta\varphi)|$. Для того чтобы найти $\Delta\varphi$, мысленно сконструируем вектор с координатами $(|V_{\Omega} \cot(\Delta\varphi)|, |V_{\Omega}|)$ (рис. 5, сплошная синяя линия). Полученный вектор лежит под углом $\Delta\varphi$ к оси x . Найти этот угол можно используя популярный в цифровой электронике итерационный алгоритм с названием CORDIC (COordinate Rotation DIgital Computer), который позволяет преобразовать декартовы координаты вектора в полярные, т.е. вычислить амплитуду вектора и угол между ним и осью координат. В самом начале вектор по необходимости отражают так, чтобы он лежал в I или IV четверти. Затем вектор последовательно поворачивают либо в положительном, либо в отрицательном направлении в зависимости от знака u . Угол поворота уменьшается приблизительно в 2 раза на каждой итерации (см. рис. 5). Когда достигнута необходимая точность, алгоритм останавливают. Получившаяся новая координата x есть амплитуда вектора, а $\Delta\varphi$ — его угол. Математически это выражается в следующих соотношениях:

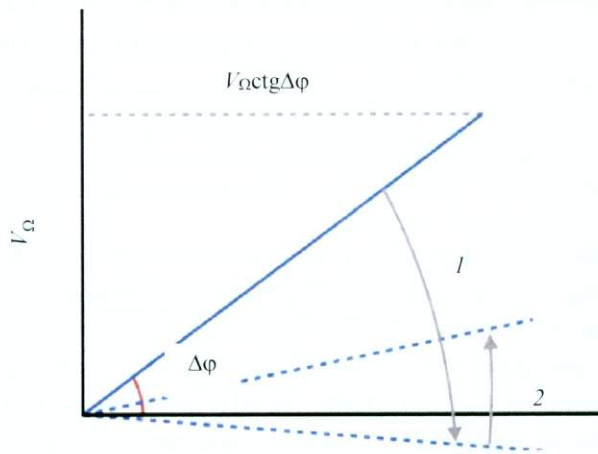


Рис. 5. Использование алгоритма CORDIC для определения угла $\Delta\varphi$: 1, 2 — порядковый номер итерации поворота вектора с изначальными координатами $(|V_{\Omega} \cot(\Delta\varphi)|, |V_{\Omega}|)$, стрелки — направление поворота этого вектора

$$\begin{aligned}
 x_{i+1} &= x_i - \sigma y_i 2^{-i}; \\
 y_{i+1} &= \sigma x_i 2^{-i} + y_i; \\
 \Delta\varphi_{i+1} &= \Delta\varphi_i - \sigma \gamma_i; \\
 \gamma_i &= \operatorname{arctg}(2^{-i}); \\
 \sigma &= \begin{cases} 1, & \text{если } y_i < 0, \\ -1, & \text{если } y_i > 0. \end{cases}
 \end{aligned}$$

Преимуществом этого алгоритма является то, что в нём используются лишь операции сложения и сдвига, что позволяет реализовать его на платформах, не поддерживающих операции с плавающей точкой (к которым относится большинство бюджетных FPGA).

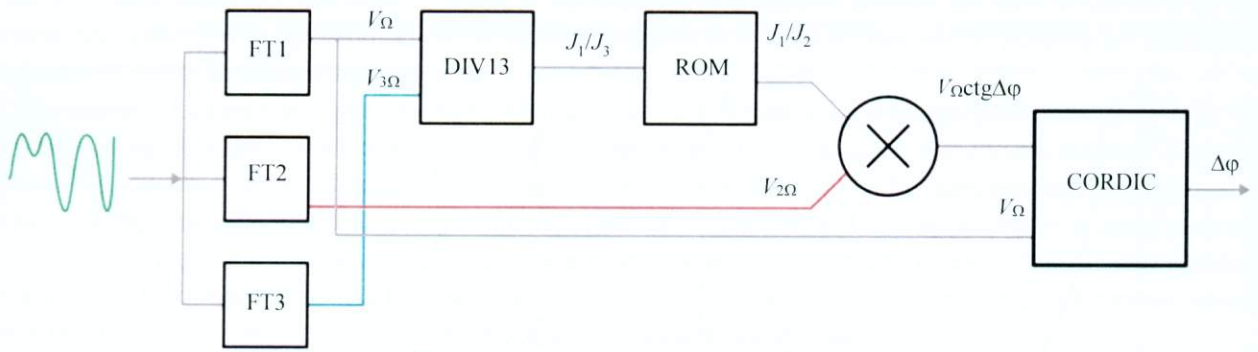


Рис. 6. Блок-схема алгоритма извлечения фазы в FPGA

На рис. 6 показана блок-схема реализации описанных процедур на базе FPGA:

- на периоде сигнала модуляции из отсчетов АЦП рассчитываются амплитуды первых трёх гармоник сигнала фотодетектора (V_{Ω} , $V_{2\Omega}$, $V_{3\Omega}$) с помощью модулей FT1, FT2, FT3;
- в модуле DIV13 производится деление амплитуды первой гармоники на третью ($V_{\Omega}/V_{3\Omega}$);
- на основе полученного отношения определяется глубина модуляции M , которая используется для выбора подходящего значения отношения J_1/J_2 из заранее сформированной таблицы, хранящейся в памяти матрицы ПЗУ (ROM);
- амплитуда второй гармоники и выбранное из ПЗУ отношение J_1/J_2 поступают на вход умножителя, который вычисляет значение котангенса фазы $\Delta\varphi$ (с множителем V_{Ω});
- вычисляется набег фазы $\Delta\varphi$ с помощью алгоритма CORDIC.

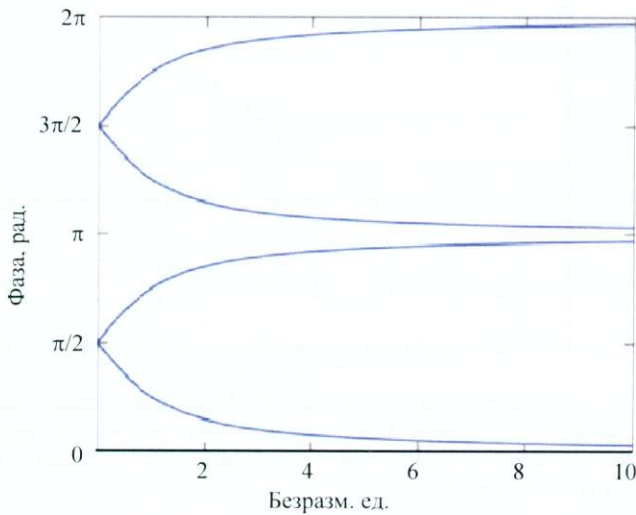


Рис. 7. Графики модуля арктангенса

После выполнения всех указанных процедур необходимо определить четверть, в которой находится $\Delta\varphi$. Так как в выражение (12) входит не функция котангенса, а её модуль, то соответствующий арктангенс выглядит как на рис. 7. Видно, что в диапазоне от 0 до 2π содержатся четыре одинаковые ветви, отличающиеся вертикальным смещением и знаком. При вычислении фазы с помощью изложенного ранее алгоритма фаза определяется по нижней ветви. Если фаза, полученная по алгоритму, лежит в III четверти (по определению из таблицы), то к ней необходимо добавить 180° . При нахождении фазы во II или IV четверти необходимо сменить знак на минус и прибавить 180° или 360° соответственно.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ТЕСТОВЫЕ ИСПЫТАНИЯ

Устойчивость алгоритма к шумам. В алгоритме, описанном в [6] и работающем в амплитудно-временной области, для вычисления набег фаз используется единственное значение амплитуды сигнала на периоде модуляции, а алгоритм, работающий в частотной области, использует все полученные значения амплитуд сигнала фотоприёмника на периоде. Количество таких значений определяется частотой дискретизации АЦП, используемых для оцифровки сигналов. В результате чем выше частота дискретизации, тем выше устойчивость рассматриваемого алгоритма к шумам.

Это утверждение базируется на следующем. В процессе преобразования Фурье каждое значение сигнала имеет шумовую составляющую, которая представляет из себя некоторую случайную величину с

параметрами распределения $\mu = 0$, $\sigma = \sigma_n$, где μ — математическое ожидание, σ — стандартное отклонение. Вследствие центральной предельной теоремы стандартное отклонение среднего значения шума в гармонике составляет $\sigma_n/\sqrt{2N}$, где N — количество значений (в нашем случае при частоте дискретизации АЦП 64 МГц $N = 256$). Наличие двойки объясняется тем, что в преобразование Фурье каждая случайная величина входит с различным весом, пропорциональным некоторому значению синуса.

Для проверки этого утверждения была проведена симуляция с использованием зашумлённых сигналов. Наложённый шум моделировался распределением Гаусса с математическим ожиданием 0 и стандартным отклонением, равным 1, 2, 4% от полной шкалы АЦП.

Графики отклонения набега фазы от ожидаемого значения в диапазоне изменения от 0 до 90° показаны на рис. 8. Средние квадратичные отклонения составляют 0,11°, 0,23°, 0,46° для шумов с амплитудами 1, 2, 4% соответственно. Как видно, алгоритм действительно ведёт себя очень устойчиво, что подтверждается отсутствием скачков в изменении значений набега фазы. Среднее квадратичное отклонение результата связано линейно с амплитудой наложенного шума. Более того, за счёт усреднения шума по всем точкам периода его эффективное значение уменьшается на порядок. Таким образом, при относительной амплитуде шума исходного сигнала 1% относительная погрешность в определении фазы составляет лишь 0,1%.

Тестовые испытания измерительного модуля. Чтобы оценить уровень собственных шумов фазометра, были проведены измерения в осциллографическом режиме работы прибора, в отсутствие сигнала на входе. На рис. 9, *а* показана полученная осциллограмма шума, на рис. 9, *б* — соответствующая гистограмма амплитудного распределения шумовой компоненты. Её полуширина составляет 2,2 единицы младшего разряда АЦП, что соответствует уровню 0,01% от полной шкалы 14-разрядного АЦП (полная шкала АЦП соответствует уровню сигнала –2 В). По предыдущим расчётам видно, что такой уровень собственных шумов фазометра никак не влияет на результаты измерений фазы $\Delta\phi$.

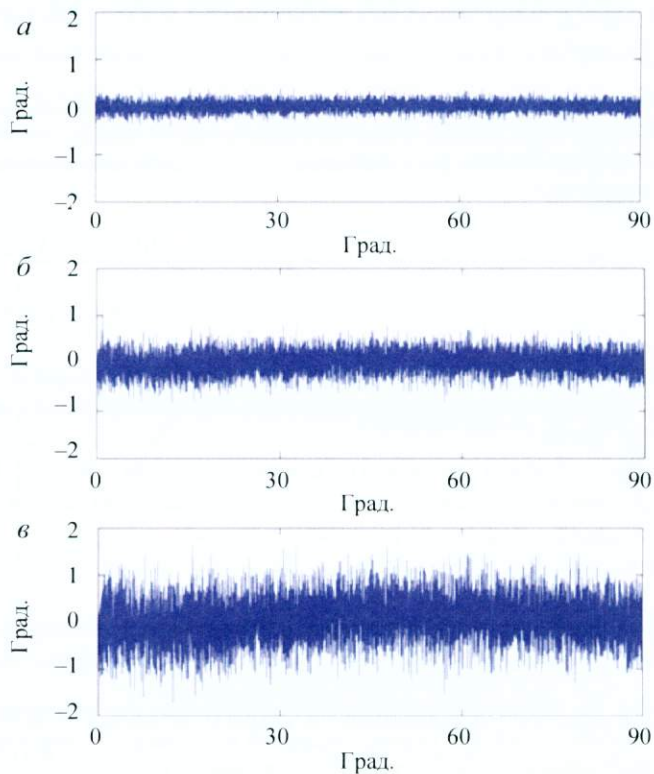


Рис. 8. Отклонение фазы от ожидаемого значения в диапазоне изменения фазы от 0 до 90° для амплитуд шума, равных 1 (*а*), 2 (*б*), 4% (*в*) от шкалы АЦП

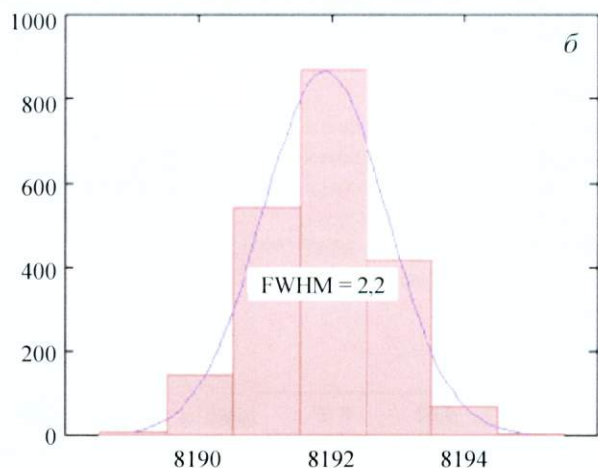
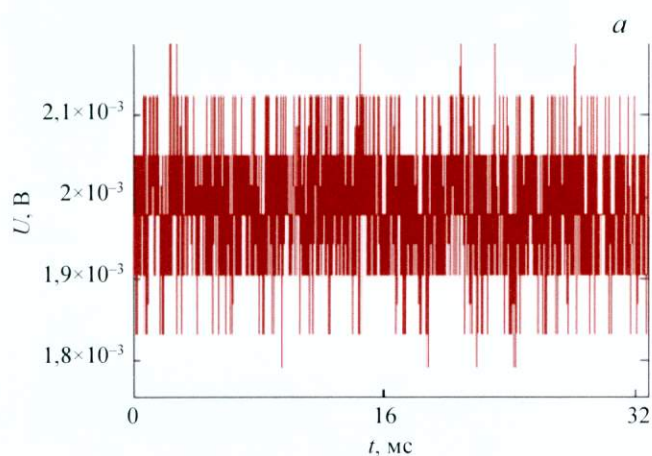


Рис. 9. Осциллограмма выходного сигнала в отсутствие сигнала на входе (*а*); амплитудное распределение шумовой компоненты (по горизонтальной оси — код АЦП, по вертикальной оси — количество проявлений кода АЦП, FWHM — полуширина) (*б*)

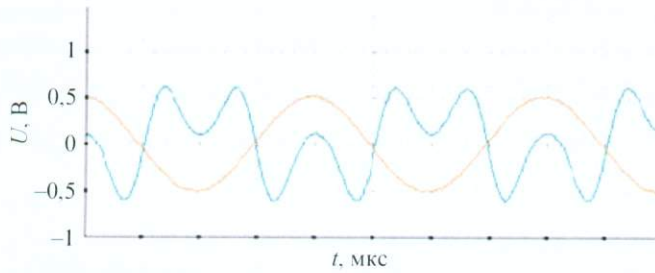


Рис. 10. Выходные сигналы внешнего генератора (изображение с осциллографа: одна клетка по горизонтали = 1 мкс): — имитация сигнала фотоприёмника; — имитация сигнала модулятора

Для проверки работы измерительного модуля на него подавался сигнал формы (5), имитирующий сигнал фотоприёмника, с помощью генератора сигналов произвольной формы (голубой контур на рис. 10). Этот сигнал модулировался линейно с нарастанием или убыванием фазы на каждом периоде. Также на вход измерительного модуля подавался сигнал формы $M\sin(\Omega t)$, имитирующий сигнал модулятора (золотой контур на рис. 10).

На рис. 11 показаны результаты проверки работоспособности алгоритма при линейном изме-

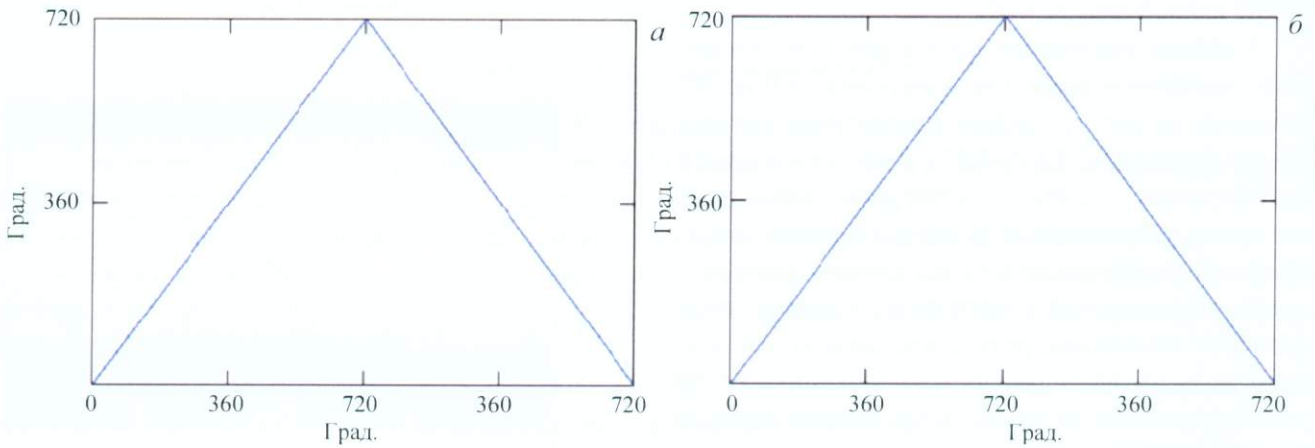


Рис. 11. Результаты проверки работы алгоритма при линейном изменении набега фазы от 0 до 720° и обратно с шагом 5°: по горизонтальной оси отложен заданный набег фазы; по вертикальной оси — набег фазы, измеренный фазометром. Глубина модуляции входного сигнала $\pi/2$ (а), π радиан (б)

нению набега фазы $\Delta\varphi$ от 0 до 720° с шагом 5°. По горизонтали отложены заданные значения набега фазы, по вертикали — результаты измерений фазометра. Для проверки независимости работы фазометра от изменений глубины модуляции в диапазоне от $\pi/2$ до π на вход фазометра подавались сигналы с глубиной модуляции π (б) и $\pi/2$ (а). Видно, что результаты получились идентичными, что доказывает устойчивость алгоритма к изменениям глубины модуляции в заданном диапазоне.

На рис. 12 показан выходной сигнал фазометра при линейном изменении набега фазы $\Delta\varphi$ с шагом 0,01°, соответствующий линейной плотности плазмы $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, в диапазоне 0,1°. По горизонтали находятся заданные значения фазы, по вертикали — измеренные.

Фотографии готового измерительного модуля ДИ показаны на рис. 13.

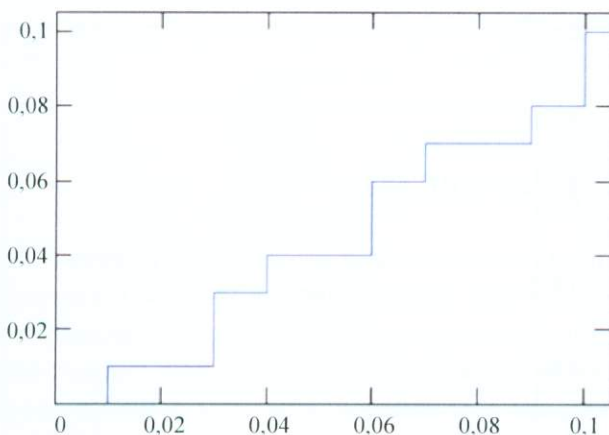


Рис. 12. Оценка разрешающей способности фазометра при линейном изменении набега фазы в диапазоне от 0 до 0,1° с шагом 0,01°: по горизонтальной оси отложен заданный набег фазы; по вертикальной оси — набег фазы, измеренный фазометром



Рис. 13. Фотографии измерительного модуля дисперсионного интерферометра

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создан измерительный модуль дисперсионного интерферометра на основе CO₂-лазера, позволяющего восстанавливать линейную плотность плазмы с временной дискретностью 4 мкс/отсчёт и разрешением $4 \cdot 10^{11}$ см⁻². Реализованный в цифровом узле алгоритм вычисления плотности плазмы основан на гармоническом анализе сигналов интерферометра и является устойчивым к воздействию шумов и изменениям глубины модуляции. Такие характеристики прибора позволяют использовать результаты его измерений в контурах обратной связи для управления плотностью плазмы, в частности, для системы регистрации и автоматического контроля за плотностью плазмы на установке Глобус-М2 (г. С.-Петербург, Россия).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 21-79-20201.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Соломахин А.Л., Багрянский П.А., Воскобойников Р.В., Зубарев П.В., Квашнин А.Н., Лизунов А.А., Максимов В.В., Хильченко А.Д. Дисперсионный интерферометр на основе CO₂-лазера. — Приборы и техника эксперимента, 2005, № 5, с. 96—106.
2. Bozhnikov S., Fuchert G., Niemann H., Beurskens M., Feng Y., Ford O., Geiger J., Hirsch M., Hoefel U., Jakubowski M., Knauer J., Kornejew P., Langenberg A., Laqua H., Maassberg H., Marushchenko N., Moseev D., Pablant N., Pasch E., Rahbarnia K., Stange T., Svensson J., Trimino Mora H., Valson P., Wurden G., Zhang D., Wolf R. Power balance analysis of Wendelstein 7-X Plasmas using profile diagnostics. — In: 43rd EPS Conf. on Plasma Physics, 2016, vol. 40A, O2.106.
3. Akiyama T., Yasuhara R., Kawahata K., Nakayama K., Okajima S., Urabe K., Terashima K., Shirai N. Development of dispersion interferometer for magnetic confinement plasmas and high-pressure plasmas. — J. of Instrumentation, 2015, vol. 10, P09022.
4. Dreier H., Bagryansky P., Baumgarten N., Biel W., Lambertz H.T., Lehnen M., Lizunov A., Solomakhin A. First results from the modular multi-channel dispersion interferometer at the TEXTOR tokamak. — Review of Scientific Instruments, 2011, vol. 82, p. 063509.
5. Lizunov A., Bagryansky P., Khilchenko A., Kovalenko Yu.V., Solomakhin A., Biel W., Lambertz H.T., Krasikov Yu., Mitri M., Schweer B., Dreier H. Development of a multichannel dispersion interferometer at TEXTOR. — Review of Scientific Instruments, 2008, vol. 79, p. 10E708.
6. Хильченко А.Д., Квашнин А.Н., Иваненко С.В., Зубарев П.В., Моисеев Д.В., Коваленко Ю.В. Измерительный комплекс дисперсионного интерферометра на основе CO₂-лазера. — Приборы и техника эксперимента, 2009, № 3, с. 78—90.
7. Tayag Tristan J., Watson R. Collins. Digital Demodulation of Interferometric Signals, Modern Metrology Concerns. — InTech, 2012, p. 317—332.
8. Minaev V.B., Gusev V.K., Sakharov N.V., Varfolomeev V.I., Bakharev N.N., Belyakov V.A., Bondarchuk E.N., Brunkov P.N., Chernyshev F.V., Davydenko V.I. et. al. Spherical tokamak Globus-M2: design, integration, construction. — Nuclear Fusion, 2017, vol. 57, № 6.
9. Соломахин А.Л. Дисперсионный интерферометр на основе CO₂-лазера. Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук. 01.04.08. Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 2006. 147 с.
10. Zaveriaev V. et. al. Plasma diagnostics. — In: Fusion Physics. — Vienna: International Atomic Energy Agency, 2012, p. 360—534.
11. IEEE Standard for Verilog Hardware Description Language, IEEE, 2006.



Светлана Владимировна Иваненко, с.н.с., к. техн. н.; Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, проспект Академика Лаврентьева 11, Россия
ivanenko.sveta@gmail.com



Константин Андреевич Гринмайер, аспирант; Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, проспект Академика Лаврентьева 11, Россия



Екатерина Александровна Пурыга, с.н.с., к.техн.н.; Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, проспект Академика Лаврентьева 11, Россия



Андрей Николаевич Квашнин, с.н.с.; Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, проспект Академика Лаврентьева 11, Россия



Петр Андреевич Багрянский, заместитель директора по научной работе, д.ф.-м.н.; Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, проспект Академика Лаврентьева 11, Россия

Статья поступила в редакцию 24 ноября 2021 г.

После доработки 19 декабря 2021 г.

Принята к публикации 21 декабря 2021 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2022, т. 45, вып. 1, с. 67—78.