

31

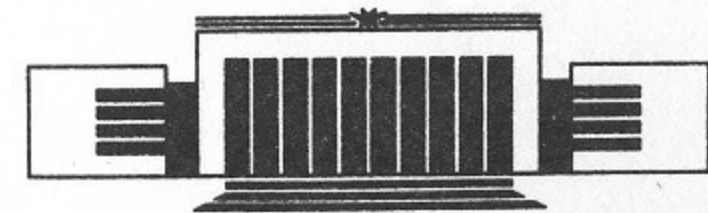
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР



Э.П. Кругляков

**МЕТОДЫ ОПТИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ
В СИСТЕМАХ С МАГНИТНЫМ
УДЕРЖАНИЕМ ПЛАЗМЫ**

ПРЕПРИНТ 86-165



НОВОСИБИРСК

1986

Методы оптической интерферометрии получили широкое распространение в исследованиях по физике высокотемпературной плазмы. Они оказались, в частности, исключительно плодотворными в экспериментах по исследованию динамики плазмы электродинамических ускорителей, θ -пинчей и т. д. [1—3]. Существенный вклад внесли эти методы в понимание процессов, происходящих в нагреве плазмы термоядерных мишеней, облучаемых лазерами [4]. Интервал плотностей плазмы, которые в настоящее время могут быть измерены с помощью методов оптической интерферометрии, охватывает более десяти порядков величины. При этом максимальная плотность плазмы, которую удалось измерить в экспериментах по ЛТС, достигает $\sim 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ [5]. Естественно, что проблемы, возникающие при измерении больших и малых концентраций плазмы, оказываются принципиально различными. Так, в экспериментах по ЛТС не существует проблемы чувствительности, но имеются серьезные трудности, связанные с плазменными неоднородностями. Поэтому в данных экспериментах тенденции развития связаны с использованием все более коротковолновых ($\lambda < 0,3 \text{ мкм}$) источников излучения, с применением интерферометров сдвига, которые дают возможность исследовать плазму с более сильными радиальными неоднородностями, чем это можно сделать с помощью обычных интерферометров [6].

Иначе обстоит дело с методами оптической интерферометрии для систем с магнитным удержанием плазмы. В этом случае на первый план выходят проблемы, связанные с необходимостью регистрации небольших фазовых набегов на фоне хаотических флук-

туаций фазы, связанных со случайными перемещениями оптических элементов интерферометров из-за вибраций. Данный обзор посвящен анализу возможностей методов оптической интерферометрии при их использовании для целей диагностики плазмы в системах с магнитным удержанием*. В настоящее время на большинстве крупнейших установок типа токамак доминируют методы субмиллиметровой интерферометрии [7—9]. В то же время существуют примеры успешного использования методов оптической интерферометрии на ряде крупных установок: ГОЛ-1 [10, 11], ZT-S [12], ZT-40 [13], Дублет III [14, 15] и т. д. В последние годы в оптической интерферометрии наблюдается значительный прогресс. Достаточно сказать, что в видимой области спектра ($\lambda=6328 \text{ \AA}$) удается регистрировать смещение $\sim 3 \cdot 10^{-6}$ [16], $3 \cdot 10^{-7}$ [17] и даже $2 \cdot 10^{-8}$ [18] интерференционной полосы! В настоящее время оптический диапазон имеет преимущества перед сумиллиметровым по ряду факторов, определяющих работоспособность методики и ее предельные возможности.

Одним из факторов, определяющих чувствительность методики, является мощность используемого источника излучения. Мощность одномодовых одночастотных CO_2 лазеров, используемых в экспериментах, достигает $2 \div 3 \text{ Вт}$ [19, 20]. При необходимости она может быть существенно увеличена. В субмиллиметровой области мощность лазеров находится на уровне $100 \div 200 \text{ мВт}$ [21]. Существенно лучше, чем в субмиллиметровом диапазоне, обстоит дело с детекторами излучения. Для регистрации излучения на длине волны $10,6 \text{ мкм}$ используются широкополосные детекторы на основе тройных соединений: PbSnTe [22] и HgCdTe [23, 43], фотосопротивления GeAu [11, 19], GeZn [24] и т. д., причем все используемые детекторы не требуют глубокого охлаждения, весьма просты в эксплуатации и имеют хорошее временное разрешение. В частности, для фотосопротивления GeZn в работе [24] для временного разрешения приведена величина $\tau \sim 1 \text{ нс}$. К сказанному следует добавить, что в ИК области существуют компактные детекторные линейки [22], позволяющие простыми средствами регистрировать интерференционные сигналы при многохордовой интерферометрии. Разумеется, в субмиллиметровой области спектра также имеется достаточный набор детекторов, однако, они уступают по пороговой

* В качестве длинноволновой границы области, охватываемой методами оптической интерферометрии, в данном обзоре принята длина волны CO_2 лазера ($\lambda=10,6 \text{ мкм}$).

чувствительности и быстродействию ИК приемникам, а некоторые из них требуют глубокого охлаждения [21]. Еще один фактор, определяющий возможности методов интерферометрии, связан с существованием широкого набора оптических материалов, удовлетворяющих ряду требований: прозрачность на длине волны зондирующего излучения (при этом желательна и прозрачность в видимой области спектра), высокий (низкий) показатель преломления, возможность создания слоев с заданным коэффициентом отражения и т. д. Можно констатировать, что для оптических интерферометров ИК диапазона существует широкий набор прозрачных материалов (Ge , NaCl , KCl , ZnSe , BaF_2 и т. д.). За исключением Ge все указанные материалы прозрачны в видимой области спектра, что резко упрощает настройку интерферометров. Существует также большой набор материалов для напыления полупрозрачных зеркал. В субмиллиметровой области набор аналогичных материалов сильно ограничен, в связи с чем некоторые авторы вынуждены использовать в качестве оптических материалов тонкие пленки (например, из майлара [25]), что приводит к дополнительным трудностям, связанным с раскачкой акустических колебаний пленочных мембран. При создании интерферометров больших размеров следует иметь в виду существование в субмиллиметровой области значительного атмосферного поглощения ($\sim 0,1 \text{ м}^{-1}$, см. [55]). Для субмиллиметрового диапазона характерно применение гетеродинных интерферометров. Преобразование частоты осуществляется с помощью различных механических устройств — вращающихся дисков, по большому радиусу которых нарезаны зубья (штрихи) дифракционной решетки [26, 27], либо перемещающихся торцевых зеркал [25, 28]. Максимальный сдвиг частоты, полученный с помощью механических модуляторов, достигает в настоящее время 350 кГц [27]. Для получения более высокой промежуточной частоты используют системы с двумя лазерами, расстроенными по частоте на величину $\Delta\nu \gtrsim 1 \text{ МГц}$ [29—31]. Поскольку $|\Delta\nu| = \nu_0 \frac{\Delta l}{l}$ (ν_0 — частота излучения лазера, l — длина каждого из

резонаторов, а Δl — расстройка длины), нетрудно убедиться, что при использовании CH_3OH лазеров ($\lambda \simeq 119 \text{ мкм}$) с резонаторами длиной $l=2 \text{ м}$ (условия работы [30]) для получения разностной частоты $\Delta\nu=1 \text{ МГц}$ размеры резонаторов должны различаться на величину $\Delta l=8 \cdot 10^{-5} \text{ см}$. Отсюда ясно, что для поддержания постоянства величины $\Delta\nu$ необходимо жесткое термостатирование резонаторов. В противном случае требуется система автоподстройки

частоты лазеров. Частотная модуляция в коротковолновом диапазоне может весьма эффективно осуществляться с помощью ультразвуковых ячеек. Твердотельные ячейки на основе кристаллов Ge и молибдата свинца позволяют модулировать излучение ($\lambda < 15$ мкм) с частотой до 100 МГц при дифракционной эффективности до 70% [32]. В реальных экспериментах, в которых гетеродинные интерферометры применяются для исследования плазмы, используются частоты модуляции 80 МГц [34], 60 МГц [43], 40 МГц [12, 13, 23, 33] и 0,5 МГц [20, 22]. (Частота 0,5 МГц сформирована с помощью двух ультразвуковых ячеек, возбуждаемых на частотах 40 и 39,5 МГц.) Гетеродинные интерферометры,

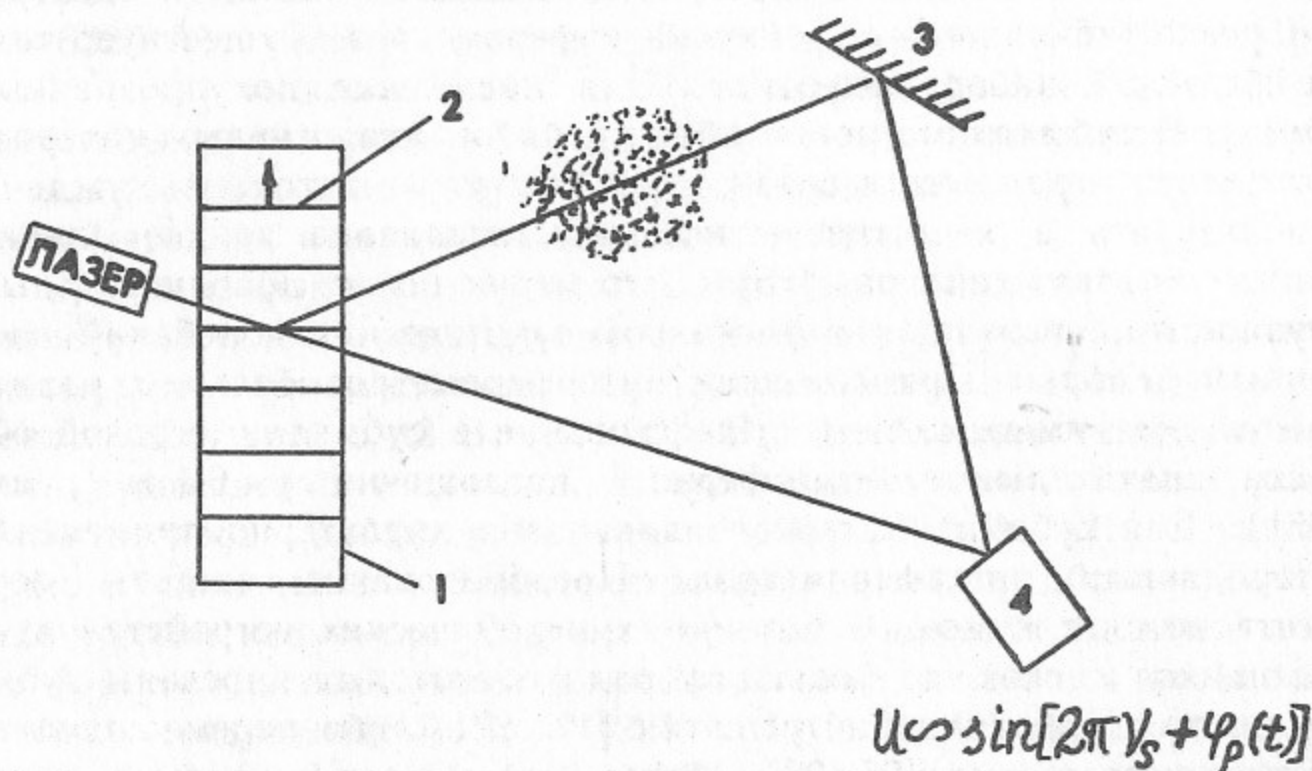


Рис. 1. Схема простейшего гетеродинного интерферометра.

1—брэгговская ячейка, 2—фронт звуковой волны, 3—поворотное зеркало, 4—детектор.

использующие описанный принцип модуляции излучения, работают как с CO_2 лазером [13, 20, 22, 23, 43], так и с He-Ne лазером на длине волны 3,39 мкм [12, 33] и 0,63 мкм [34, 45]. Благодаря возможности использования в гетеродинных интерферометрах оптического диапазона промежуточных частот вплоть до $\nu_s = 100$ МГц удается получить высокое временное разрешение. Действительно, условие, накладываемое на скорость изменения фазы ($\varphi_p \propto n_{el}l$) во времени: $d\varphi_p/dt \ll 2\pi\nu_s$ обеспечивает достижение временного разрешения в несколько наносекунд. Поскольку ультразвуковая ячейка пропускает в нулевом порядке ($\nu = \nu_0$) и в

первом дифракционном порядке ($\nu = \nu_0 + \nu_s$) приблизительно одинаковые мощности, при создании интерферометра отпадает необходимость в светоделительных пластинах (см. рис. 1). Отметим, что при работе с CO_2 лазером в качестве источника излучения и при размерах плеч интерферометра порядка метра нет необходимости использовать фокусирующую оптику. Лишь при размерах 3—10 м могут потребоваться короткофокусные линзы для фокусировки лазерного излучения, прошедшего сквозь плазму, на детектор. Как отмечает Верон [35], при использовании субмиллиметровых лазеров на крупных установках возникают трудности, связанные с расходимостью лазерного пучка. Компромисс состоит в использовании фокусирующих элементов, позволяющих сформировать каустику пучка в медианной плоскости плазмы с размером $d_0 = \sqrt{\frac{2\lambda z_0}{\pi}}$ (z_0 —расстояние от каустики до окон). При этом размер пучка на окнах $d_{\min} = 2\sqrt{\frac{\lambda z_0}{\pi}}$. Структура пучка остается гауссовской, если диаметр окна D втрое превосходит размер пучка. В качестве примера укажем, что при $z_0 = 300$ см и $\lambda = 337$ мкм оптимальный размер пучка в плазме (в каустике) составит 2,5 см, а минимальный размер входных окон 11 см. Размер окон для $\lambda = 10,6$ мкм в этих же условиях оказывается менее 2 см.

При прохождении электромагнитной волны через замагниченную плазму возникают эффекты, которые могут привести к ошибкам в определении плотности. Для линейно поляризованной волны, распространяющейся поперек магнитного поля, показатель преломления имеет вид:

$$n = 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}, \quad (1)$$

если вектор электрического поля волны ориентирован вдоль магнитного поля, и

$$n = 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \frac{\omega^2 - \omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{pe}^2 - \omega_{He}^2}, \quad (2)$$

если он ориентирован поперек. Возникающая после прохождения через плазму с поперечным размером l разность фаз между обыкновенной и необыкновенной волнами (эффект Коттон-Мутона) имеет следующий вид:

$$\Delta\varphi = 2\pi \frac{\langle \Delta n l \rangle}{\lambda} = \pi \frac{l}{\lambda} \frac{\omega_{He}^2 \omega_{pe}^2}{\omega^4}, \quad (3)$$

или

$$\Delta\varphi (\text{град}) = 2,45 \cdot 10^{-21} \langle n_e l H^2 \rangle \lambda^3. \quad (3')$$

Возможность использования этого эффекта для диагностики плазмы в сильном магнитном поле обсуждалась в работе [36]. При $n_e = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $H = 50 \text{ кЭ}$, $l = 100 \text{ см}$ и длине волны зондирующего излучения $\lambda = 337 \text{ мкм}$ сдвиг фаз между обыкновенной и необыкновенной волнами, прошедшими через плазму, составит $\Delta\varphi = 2,3^\circ$. Что же касается разности хода, связанной с электронной концентрацией, то она определяется выражением

$$\Delta = -\frac{e^2}{2\pi m c^2} \lambda \int_0^l n_e dz = -4,46 \cdot 10^{-14} \lambda \int_0^l n_e dz, \quad (4)$$

и для указанных условий $\Delta = 15$ (или $\Delta\varphi = 5400^\circ$). Ясно, что хотя сам по себе эффект Коттон-Мутона в субмиллиметровой области может быть зарегистрирован, он не влияет на результаты интерферометрических измерений. Последнее утверждение, естественно, тем более справедливо для коротковолновой области. Более существенным оказывается эффект вращения плоскости поляризации при распространении волны вдоль магнитного поля (эффект Фарадея). Как известно, вращение связано с различием показателей преломления волн, поляризованных по правому и левому кругу. Соответствующие показатели преломления определяются соотношениями:

$$\begin{aligned} n_+ &= 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \left(1 - \frac{\omega_{He}}{\omega} \right), \\ n_- &= 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \left(1 + \frac{\omega_{He}}{\omega} \right). \end{aligned} \quad (5)$$

Отсюда для угла поворота плоскости поляризации получается следующее выражение:

$$\theta (\text{град}) = 1,5 \cdot 10^{-15} \lambda^2 \int_0^l H n_e dz \quad (6)$$

(здесь H — компонента поля в направлении распространения элект-

ромагнитной волны). В системах с магнитным удержанием интерферометры, как правило, ориентируются так, что один из пучков пересекает плазму перпендикулярно магнитному полю. При этом в случае токамака вдоль траектории пучка имеется компонента полоидального магнитного поля. Предполагая, что эффективная напряженность полоидального поля $H_\varphi = 5 \text{ кЭ}$, а прочие параметры — прежние ($n_e = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $l = 100 \text{ см}$, $\lambda = 337 \text{ мкм}$), для угла поворота плоскости поляризации получаем величину $\theta = 85^\circ$. Попадание на детектор интерферирующих пучков, скрещенных под большими углами, означает снижение мощности интерференционного сигнала ($P \propto \cos^2 \theta$) и ухудшение контраста. Заметим, что для $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$ $\theta = 0,08^\circ$, т. е. в коротковолновой области, эффекты магнитного поля несущественны.

Из изложенного следует, что коротковолновый диапазон имеет ряд преимуществ в сравнении с субмиллиметровым. Эти преимущества, впрочем, не являются принципиальными. Существует, однако, принципиальный недостаток субмиллиметровых интерферометров, который по мере роста плотности плазмы и размеров установок преодолеть будет все сложнее. Как известно, в присутствии неоднородностей плазмы зондирующий пучок отклоняется от прямолинейного распространения. Угол отклонения определяется соотношением

$$\varepsilon = 4,46 \cdot 10^{-14} \lambda^2 \int_0^l \frac{dn_e}{dx} dz. \quad (7)$$

Здесь существен только градиент плотности, перпендикулярный направлению распространения излучения. Предполагая профиль плотности параболическим, легко показать, что максимальное отклонение пучка из-за градиента плотности оказывается равным

$$\varepsilon_{\max} = 8,92 \cdot 10^{-14} n_{e0} \lambda^2. \quad (8)$$

Поперечное смещение пучка от исходного направления распространения может стать весьма значительным. Например, в случае установки Дублет III [15], где расстояние между окнами вакуумной камеры 6 м, а длина пути зондирующего излучения в плече $L \approx 12 \text{ м}$ (схема Майкельсона), при плотности плазмы на оси $n_{e0} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и длине волны источника монохроматического излучения $\lambda = 337 \text{ мкм}$ поперечное смещение пучка превысило бы 10 см. Отметим, что отклонение пучка от исходного направления

распространения ведет к возникновению ложной разности хода, которая появляется из-за изменения угла падения излучения на торцевое зеркало интерферометра. Для указанных выше условий эта разность хода превысит 3,5 интерференционных полосы. Отмеченные эффекты пренебрежимы при использовании в качестве источника CO_2 лазера.

Хотя все рассмотренные до сих пор эффекты подтверждают целесообразность использования коротковолновых интерферометров, существует два весьма серьезных довода и в пользу субмиллиметрового подхода. Как видно из соотношения (4), при появлении плазмы в одном из плеч интерферометра соответствующий фазовый сдвиг $\Delta\varphi_p \propto \lambda$. Таким образом, использование HCN лазера в качестве источника дает более чем тридцатикратный выигрыш в величине $\Delta\varphi_p$ по сравнению со случаем использования CO_2 лазера. По мере роста размеров установок, увеличения длины плеч интерферометров и длительности исследуемых процессов все более существенными становятся вибрации. При амплитуде вибраций зеркала интерферометра a_0 соответствующий фазовый сдвиг равен

$$\Delta\varphi = \pm 2\pi \frac{a_0}{\lambda}.$$

Набегом фазы вследствие вибраций можно пренебречь, если

$$4,46 \cdot 10^{-14} \langle n_{el} \rangle \lambda \gg \frac{a_0}{\lambda}. \quad (9)$$

Полагая в качестве примера $\langle n_{el} \rangle = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, находим, что даже при уровне вибраций, указываемом для установки Дублет III (50 ÷ 75 мкм, см. [15]), неравенство (9) хорошо выполняется, если в качестве источника использовать HCN лазер. В случае же применения CO_2 лазера разность хода из-за вибраций достигнет десяти-пятнадцати интерференционных полос, а за счет плазмы — 0,3 полосы. При современном уровне техники оптической интерферометрии измерение сигналов в доли интерференционной полосы не представляет трудностей. Для реальных экспериментов с плазмой предел чувствительности оценивается в 10^{-3} [19] и даже в 10^{-4} [11, 23] интерференционной полосы. Таким образом, возможность использования методов оптической интерферометрии упирается лишь в проблему подавления вибраций. На практике типичный уровень хаотических перемещений зеркал интерферометров в ряде случаев не превосходит 1 мкм [37—40, 45]. Однако,

для установки Дублет III [15] двойная амплитуда вибраций оценивается в 75 мкм, а для установки PDX — около 200 мкм [21]. Высокий уровень вибраций в последних двух случаях объясняется тем, что торцевые уголки отражатели интерферометров связаны с конструкциями токамаков (на PDX — со стенкой камеры, а на Дублете III — с внешними конструкциями). Отметим, что при удовлетворительной виброизоляции интерферометр с четырехметровыми плечами [40] обеспечивает в 200 раз меньший уровень вибраций, чем интерферометр установки PDX (размер плеч 5 м). Что касается характерных частот вибраций, то в литературе встречаются следующие величины: ~100 Гц [15, 41, 43]; 30 Гц [45]; 20 Гц [38] и даже несколько Гц [21, 39, 42]. С момента возникновения оптической интерферометрии плазмы борьба с вибрациями велась, в основном, пассивными методами (использование звукопоглощающих материалов, увеличение массы станин и т. д.). Отметим среди этих методов воздушную подвеску станины [43]. По словам авторов, включение подвески втрое снижает уровень вибраций. В последние годы начали применяться активные методы стабилизации интерферометров с использованием обратных связей [37—42]. Общая идеология такого подхода сводится к следующему.

1. Интерферометр должен быть двухволновым. Для системы стабилизации используется видимое излучение He-Ne лазера ($\lambda = 0,63 \text{ мкм}$), а для интерферометрии плазмы — ИК излучение (10,6 мкм или 3,39 мкм). В пределах интерферометра пучки пространственно совмещены. Это означает, что элементы интерферометра должны быть прозрачны как в видимой, так и в ИК области спектра.

2. Для контроля за размерами плеч в плоскости изображения интерференционных полос ($\lambda = 0,63 \text{ мкм}$) размещаются два детектора излучения (фотодиоды или ФЭУ), разнесенные в пространстве на расстояние, соответствующее половине интерференционной полосы.

3. Если предположить для простоты, что детекторы установлены в точках, соответствующих полувысоте интерференционных максимумов (в этом случае разностный сигнал с детекторов равен нулю), то при случайном изменении длины одного из плеч возникнет разностный сигнал, пропорциональный приращению длины. После усилителя обратной связи сигнал подается на устройство, позволяющее менять длину плеча. В большинстве случаев в качестве такого устройства используется катушка громкоговорителя, совмещенная с торцевым зеркалом [38, 41], либо пьезокерамика с

зеркалом [37, 39, 40]. Система обратной связи должна поддерживать постоянным разностный сигнал с детекторов, компенсируя изменение длины плеча соответствующим перемещением зеркала. Типичная схема двухволнового интерферометра с обратной связью изображена на рис. 2 [39]. Рис. 3 демонстрирует эффективность системы стабилизации. На рисунке изображено изменение во времени интерференционного сигнала из-за вибраций зеркал до и после включения системы стабилизации [38]. Точности Δ , полученные при стабилизации плеч с помощью обратных связей, иллюстрируются таблицей. Здесь же приведены минимальные разности хода (Δ_{\min}), регистрируемые на длине волны 10,6 мкм, и соответствующие им величины $\langle n_{el} \rangle_{\min}$. Поскольку в качестве второго источника излучения CO_2 лазер применялся только в работах [39, 40], величины Δ_{\min} и $\langle n_{el} \rangle_{\min}$ для указанных работ приведены на основании прямых экспериментальных данных, а для работ [37, 38, 41] — путем пересчета результатов измерений на длине волны 0,63 мкм.

Работа	38	41	37	39	40
Δ , мкм	$0,6 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$
Δ_{\min} ($\lambda = 10,6$ мкм)	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$1,8 \cdot 10^{-4}$	$3,3 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-3}$
$\langle n_{el} \rangle_{\min}$, 10^{12} см^{-2}	1,3	1,9	3,5	13	10

Хотя возможности интерферометров с активной стабилизацией базы далеко не исчерпаны, достигнутый уровень чувствительности вполне достаточен для использования подобных интерферометров на крупномасштабных термоядерных установках с магнитным удержанием плазмы. Недостаток рассматриваемых схем связан с возможностью возникновения положительной обратной связи и колебаний на частоте механического резонанса системы зеркало—пьезокерамика (либо зеркало—катушка). Необходимость иметь при приближении к резонансу полный коэффициент усиления меньше единицы ведет в конечном счете к уменьшению полосы пропускания усилителей, что в свою очередь ухудшает эффективность стабилизации интерферометра с ростом частоты вибраций. На рис. 4 приведена зависимость эффективности стабилизации γ

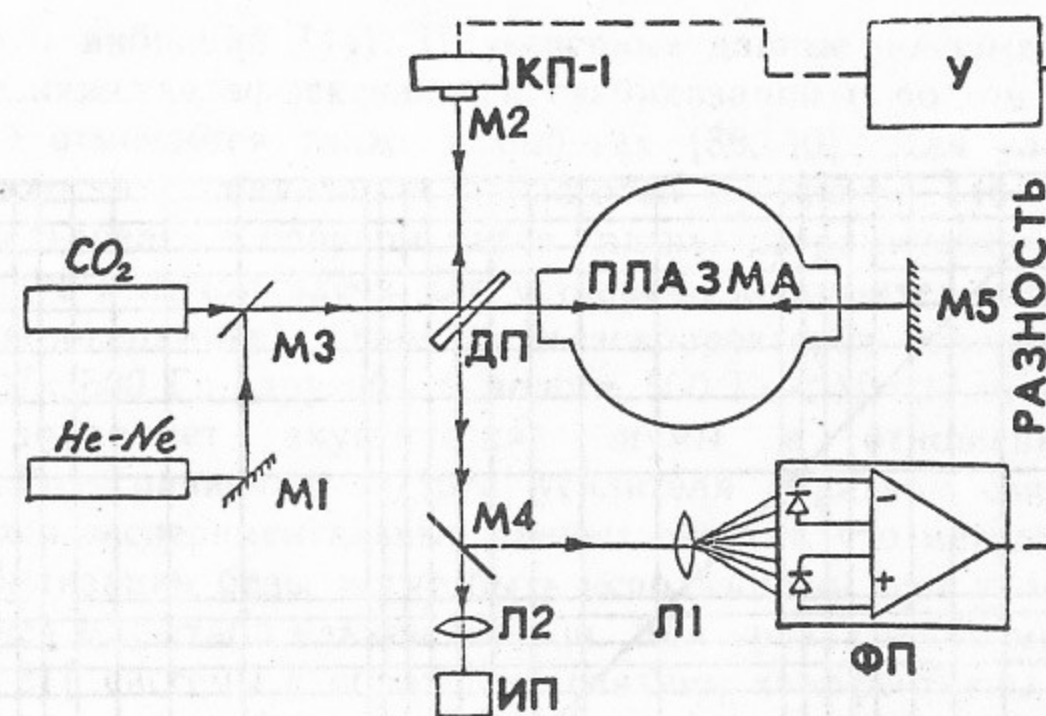


Рис. 2. Схема интерферометра с обратной связью. М1, М2, М5 — зеркала, М3, М4 — полупрозрачные зеркала, ДП — светоделительная пластина интерферометра, ИП — ИК приемник, ФП — фотоприемники, У — усилитель, КП-1 — пьезокорректор.

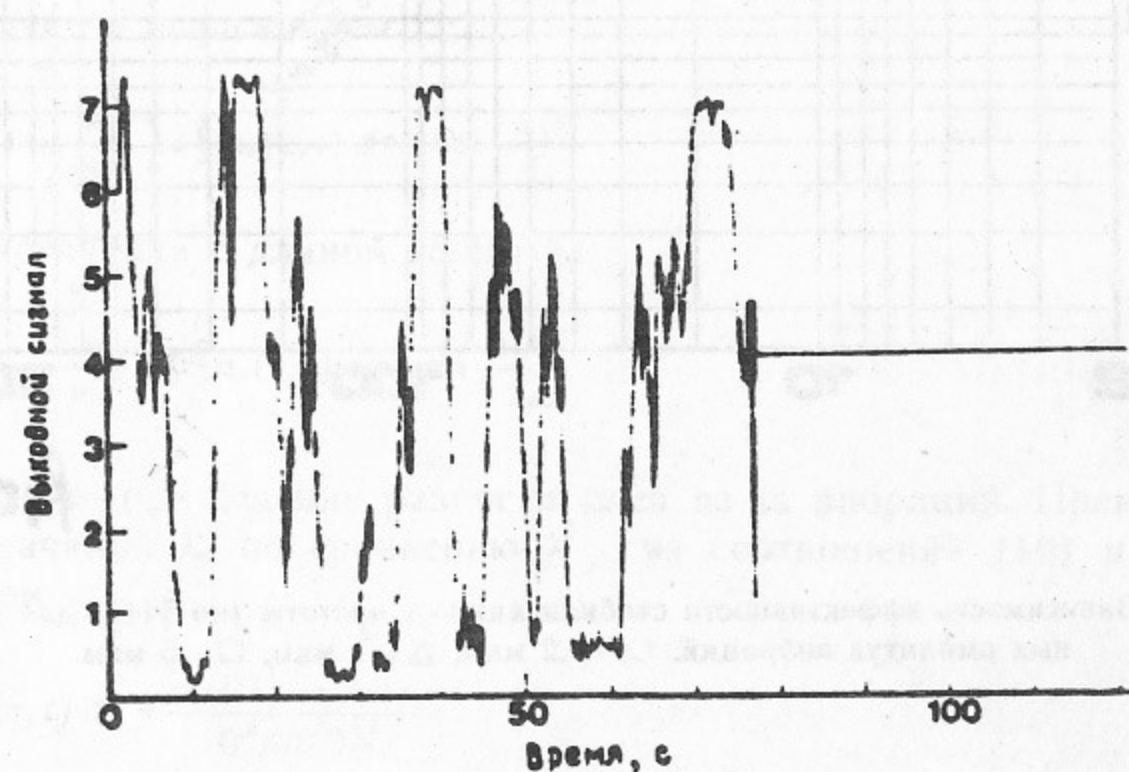


Рис. 3. Эффект стабилизации интерферометра обратными связями. Сигнал с выходного детектора. Стабилизация включена через 77 с после начала записи [38].

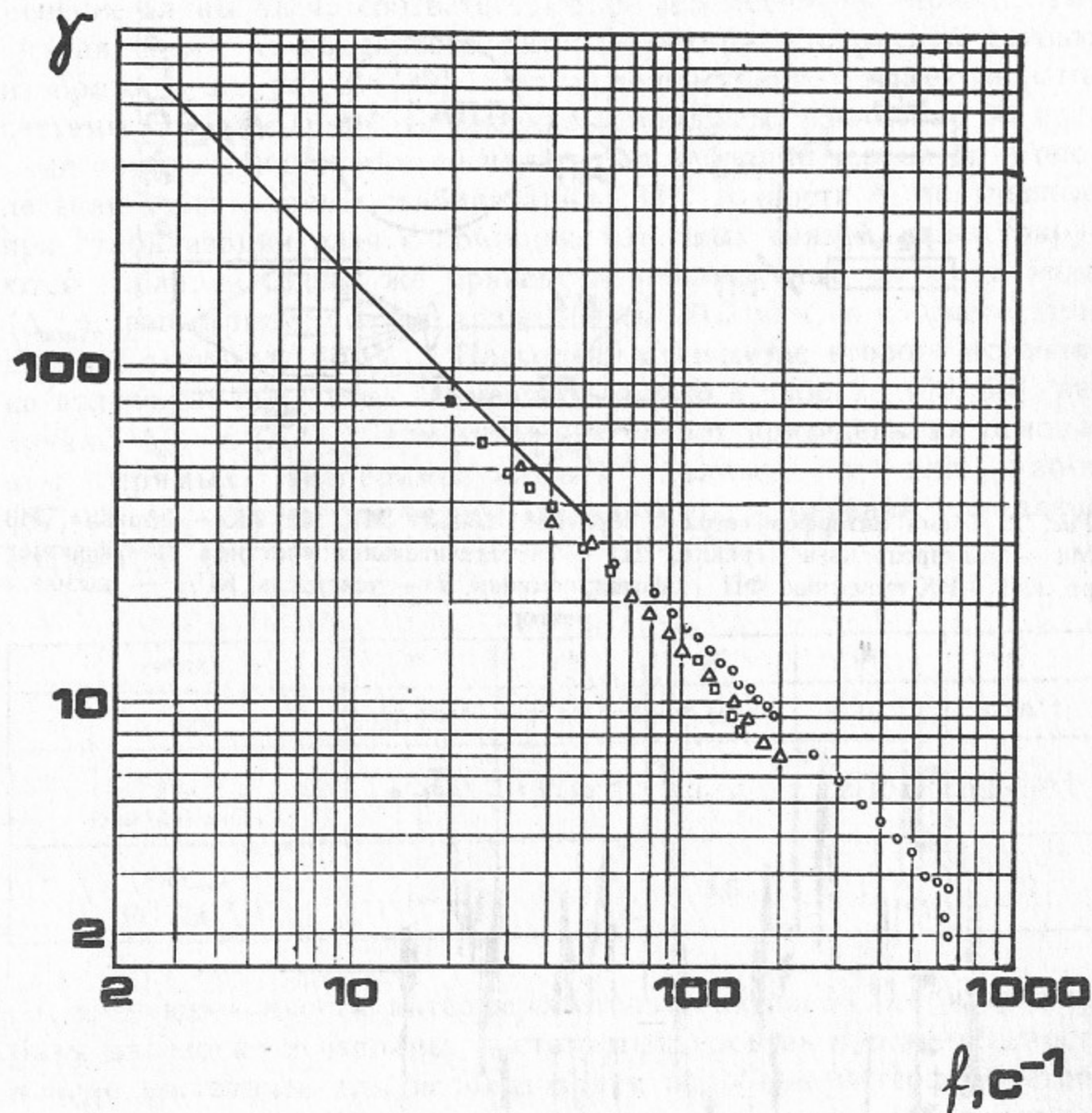


Рис. 4. Зависимость эффективности стабилизации от частоты (по [44]) для различных амплитуд вибраций. \circ —0,2 мкм, \triangle —1 мкм, \square —5 мкм.

от частоты вибраций [44]. Приведенные данные показывают, что $\gamma \propto 1/f$. Снижение эффективности стабилизации с ростом частоты вибраций отмечается также в работах [38, 40]. Для улучшения эффективности стабилизации с частотой Бухенауэр [40] предложил использовать в опорном плече два пьезокерамических элемента (схема с изломом плеча для установки дополнительного зеркала на пьезокерамике). Один из пьезокорректоров используется в полосе $\Delta f < 500$ Гц, другой—в полосе $500 \text{ Гц} < \Delta f < 20$ кГц. Такая схема подавляет акустические шумы в отношении f_0/f ($f_0 = 20$ кГц—граничная частота усилителя обратной связи). Из имеющихся экспериментальных данных следует, что методы активной стабилизации базы могут быть использованы при уровне вибраций плеч масштаба единиц микрон. Для уровня в 100 мкм и более [15, 21] системы с обратными связями неэффективны. Тем не менее, и в условиях сильных вибраций методами оптической интерферометрии удастся регистрировать небольшие фазовые сдвиги [14, 15]. Такая возможность существует при использовании двухволновых интерферометров с сильно различающимися длинами волн ($\lambda_2 \ll \lambda_1$). Для источника излучения с длиной волны λ_1 разность фаз между плечами интерферометра для момента времени t определяется выражением

$$\varphi_1(t) = \frac{e^2}{mc^2} \lambda_1 \int_0^l n_e(z, t) dz + 2\pi \frac{a(t)}{\lambda_1}, \quad (10)$$

а для источника с длиной волны λ_2

$$\varphi_2(t) = \frac{e^2}{mc^2} \lambda_2 \int_0^l n_e(z, t) dz + 2\pi \frac{a(t)}{\lambda_2}. \quad (11)$$

Здесь $a(t)$ —приращение разности плеч из-за вибраций. Пренебрегая величиной λ_2^2 по сравнению λ_1^2 , из соотношений (10) и (11) получаем

$$\int_0^l n_e(z, t) dz = \frac{\varphi_1(t)\lambda_1 - \varphi_2(t)\lambda_2}{(e^2/mc^2)\lambda_1^2}. \quad (12)$$

Применив в качестве источников CO_2 и He-Ne лазеры, Бэйкер [15] осуществил измерения концентрации плазмы на установке Дублет III. Достигнутый предел чувствительности: 1/17 полосы ($\lambda = 10,6$ мкм)—определяется точностью измерений уровня вибра-

ций (одна полоса при $\lambda=0,63$ мкм). Этому соответствует разрешение по плотности плазмы $n_{e\min}=2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ($\langle n_{el} \rangle_{\min} = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$). Автор считает возможным довести чувствительность системы до 1/50 полосы. Схема интерферометра приведена на рис. 5. Поскольку временное поведение интерференционного сигнала, регистрируемого детектором, меняется по закону

$$I = I_0/2 [1 + \cos \varphi(t)], \quad (13)$$

можно видеть, что в общем случае невозможно однозначно различить знак изменения фазы ($\frac{d\varphi}{dt} > 0, \frac{d\varphi}{dt} < 0$). Ситуация меняется, если одно из торцевых зеркал интерферометра привести в движение с постоянной скоростью V , как это предложено в [45]. В этом случае интерференционный сигнал приобретает вид:

$$I = \frac{I_0}{2} \left\{ 1 + \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2Vt + \varphi(t) \right] \right\}, \quad (14)$$

и неопределенность в знаке производной исчезает. В эксперименте на Дублете III торцевое зеркало (точнее, уголкового отражателя), перемещалось со скоростью ~ 3 см/с, обеспечивая 1500 отсчетов плотности в секунду.

Для исследования временного поведения плазмы на установке Т-15 создан двухволновый интерферометр ($\lambda_1=10,6$ мкм, $\lambda_2=0,63$ мкм), в котором вклад вибраций также учитывается по фазовому сдвигу на длине волны 0,63 мкм. По сравнению с [15] в данной работе достигнуто существенно лучшее временное разрешение, поскольку авторы использовали методы гетеродинирования с переносом измеряемой фазы на промежуточную частоту $f > 100$ кГц. Двухчастотный режим работы He-Ne лазера осуществлялся наложением на газоразрядную трубку слабого (~ 100 Гс) продольного магнитного поля. При этом лазер генерирует две сдвинутые по фазе волны с круговыми поляризациями и разностью частот, пропорциональной H . В качестве второго источника излучения использован одночастотный стабилизированный CO₂ лазер в совокупности с однополосным частотным модулятором — электрооптическим аналогом модулятора на основе вращающейся фазовой пластинки.

При всем многообразии схем, используемых в методах оптической интерферометрии плазмы в системах с магнитным удержанием, в большинстве случаев используется схема Майкельсона. Что

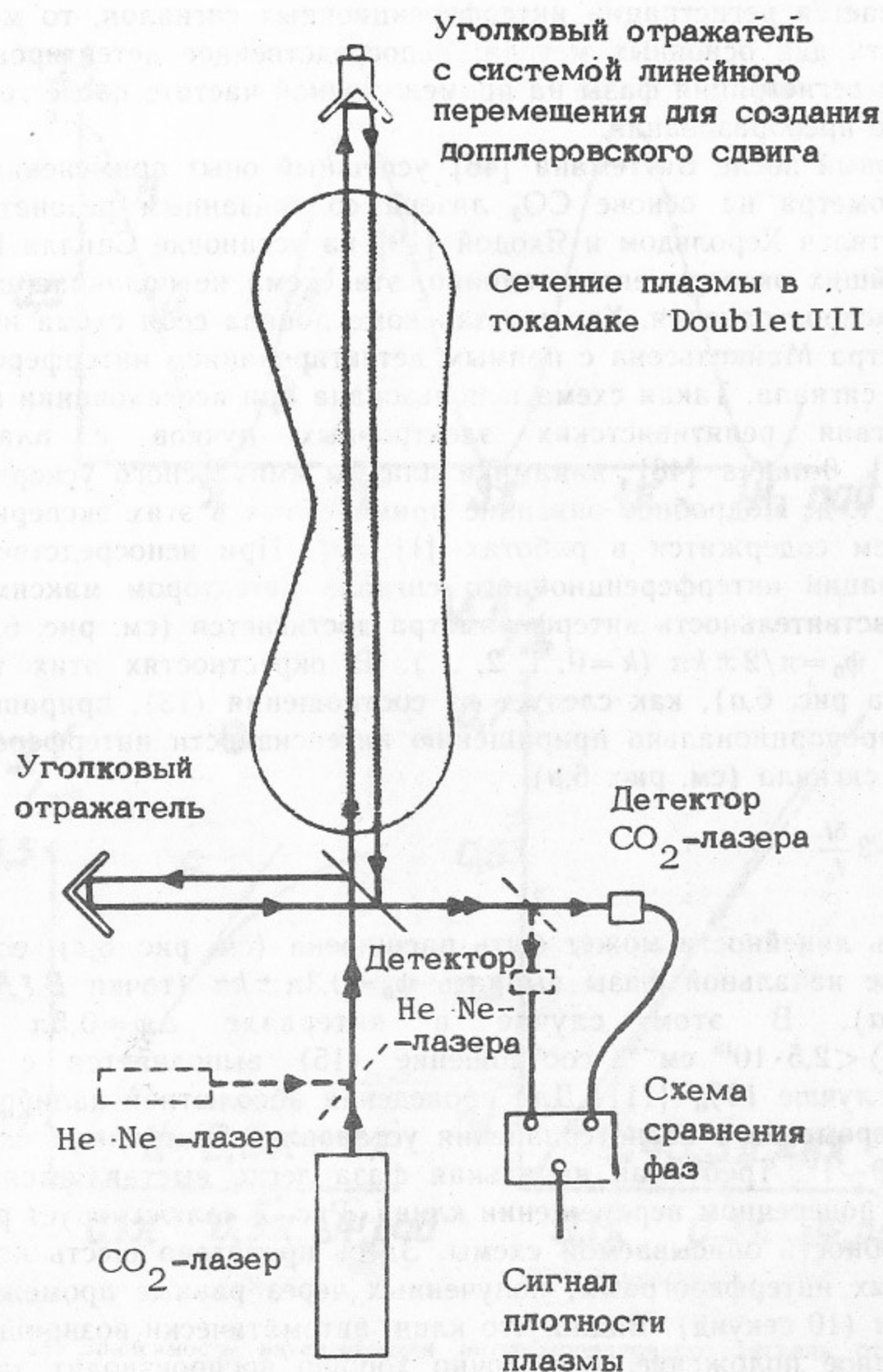


Рис. 5. Схема двухволнового лазерного интерферометра установки Дублет III [14].

же касается регистрации интерференционных сигналов, то можно выделить два основных метода: непосредственное детектирование фазы и регистрация фазы на промежуточной частоте после гетеродинного преобразования.

Первый после Виттемана [46] успешный опыт применения интерферометра на основе CO_2 лазера со связанным резонатором осуществлен Херольдом и Яхой [19] на установке Сцилла IA. В дальнейших экспериментах, однако, эта схема не получила широкого распространения. Хорошо зарекомендовала себя схема интерферометра Майкельсона с прямым детектированием интерференционного сигнала. Такая схема использована при исследовании взаимодействия релятивистских электронных пучков с плазмой [10, 47], θ -пинча [48], динамики плазмы импульсного ускорителя [49] и т. д. Подробное описание примененных в этих экспериментах схем содержится в работах [11, 50]. При непосредственной регистрации интерференционного сигнала детектором максимальная чувствительность интерферометра достигается (см. рис. 6,а) в точках $\psi_0 = \pi/2 \pm k\pi$ ($k=0, 1, 2, \dots$). В окрестностях этих точек (AA' на рис. 6,а), как следует из соотношения (13), приращение фазы пропорционально приращению интенсивности интерференционного сигнала (см. рис. 6,в)

$$\Delta\psi = 2 \frac{\delta I}{I_0} \quad (15)$$

Область линейности может быть расширена (см. рис. 6,с), если в качестве начальной фазы выбрать $\psi_0 = 0,3\pi \pm k\pi$ (точки B, B' на рис. 6,а). В этом случае в интервале $\Delta\psi = 0,5\pi$ или $0 < \langle n_e l \rangle < 2,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ соотношение (15) выполняется с точностью лучше 10% [11]. Для проведения абсолютной калибровки интерферометра в плече сравнения установлен прозрачный клин с углом $\theta \sim 1^\circ$. Требуемая начальная фаза легко выставляется при грубом поперечном перемещении клина. Рис. 7 иллюстрирует работоспособность описываемой схемы. Здесь приведено шесть калибровочных интерферограмм, полученных через равные промежутки времени (10 секунд). Видно, что клин, автоматически возвращаясь в исходное положение, достаточно хорошо воспроизводит заданную начальную фазу (подробнее см. [51]). В другом варианте интерферометра, описанном в [50], его калибровка осуществляется с помощью внешнего интерферометра ($\lambda = 0,63 \text{ мкм}$), предназначенного для более точной регистрации смещения подвижного торцево-

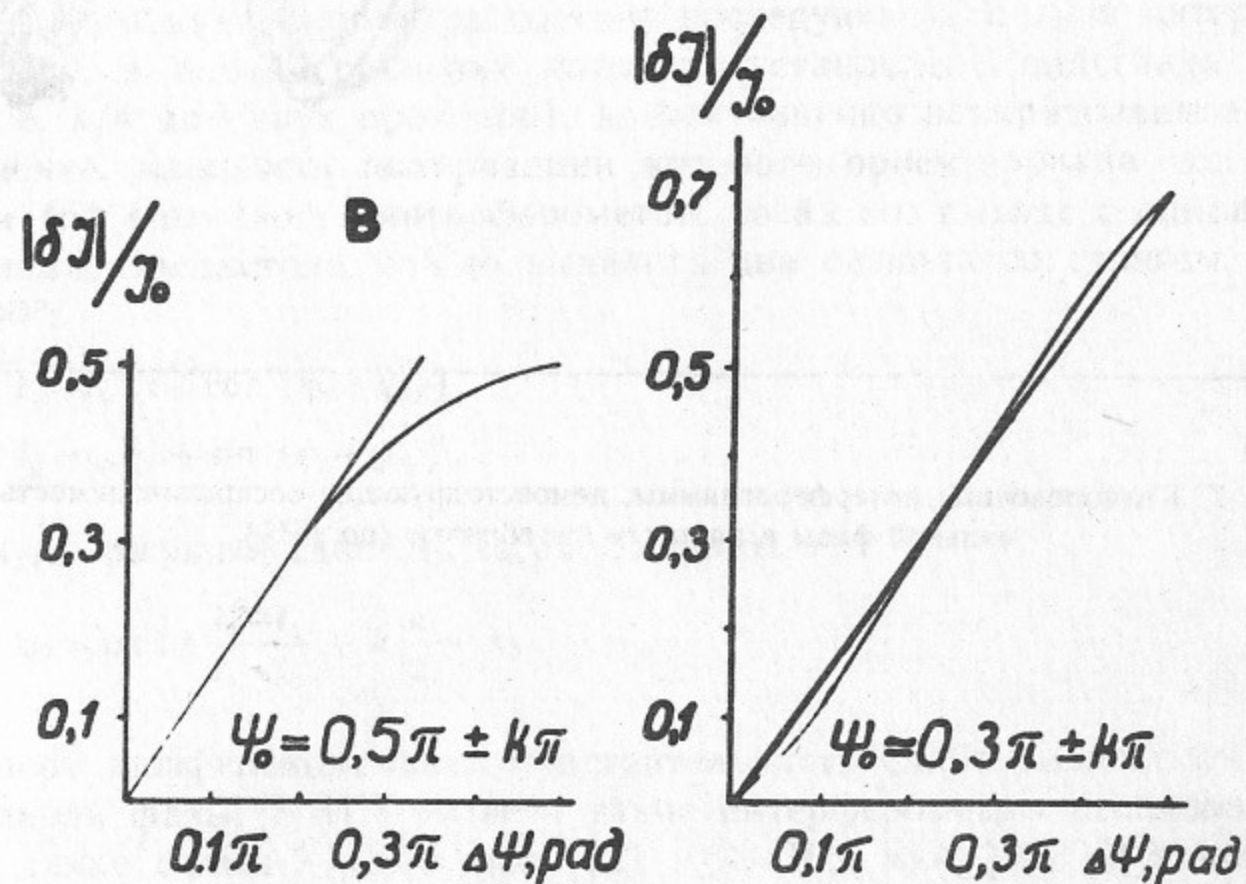
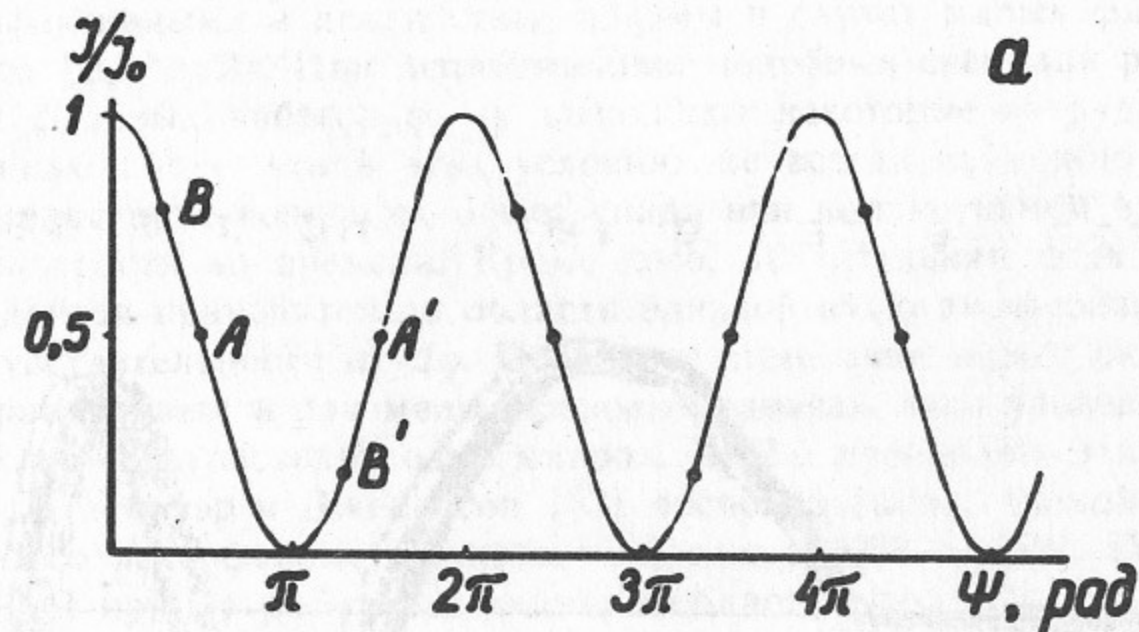


Рис. 6. а) Зависимость интенсивности интерференционного сигнала от фазы. в) Приращение сигнала от приращения фазы при $\psi_0 = \pi/2 \pm k\pi$. с) То же при $\psi_0 = 0,3\pi \pm k\pi$.

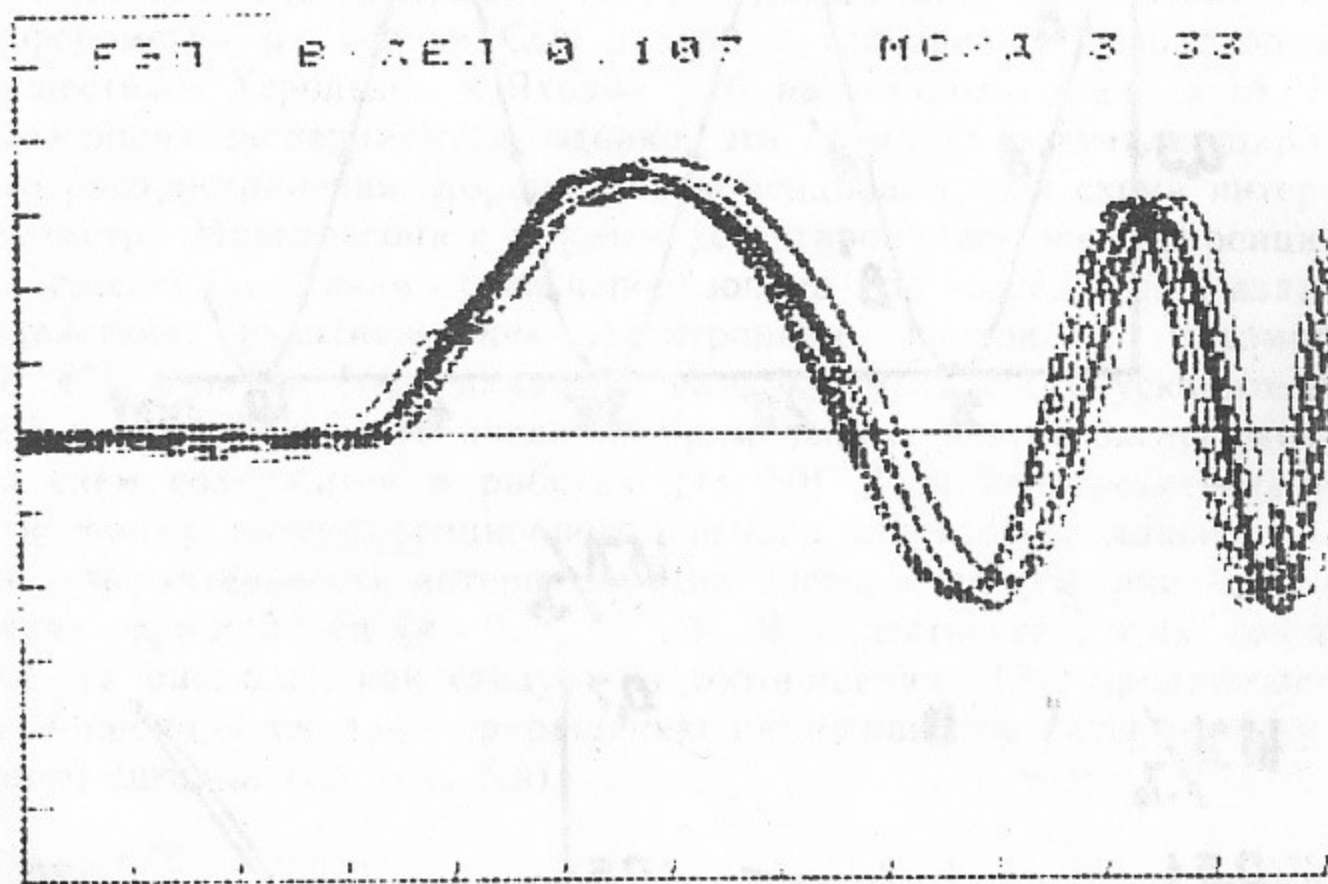


Рис. 7. Калибровочные интерферограммы, демонстрирующие воспроизводимость начальной фазы в процессе калибровки (по [51]).

го зеркала. Описанные простейшие схемы оказываются чрезвычайно эффективными в диагностике плазмы в случае малых фазовых сдвигов ($\varphi_p < \pi/2$). При использовании подобных схем для регистрации фазовых набегов $\varphi_p \sim \pi$ возникают некоторые затруднения, связанные с тем, что в этих условиях не всегда возможно отличить нарастание концентрации от спада при немонотонном изменении плотности во времени. Кроме того, значительная доля фазовых сдвигов приходится на области близкой нулю дифференциальной чувствительности $dI/d\varphi$. Последнее замечание может оказаться справедливым и при малых фазовых сдвигах, если уровень вибраций плеч превосходит один микрон. Чтобы преодолеть эти трудности, Бухенауэр и Джекобсон [53] воспользовались схемой квадратного интерферометра, известной еще с 1953 г. [52]. Первый подобный прибор работал в видимой области спектра и был предназначен для исследования плазмы θ -пинча. Основная идея квадратного интерферометра состоит в следующем. Если в интерферометре, в плече сравнения которого установлена пластинка $\lambda/8$ (т. е. $\lambda/4$ для двух проходов), ввести линейно поляризованное излучение, плоскость поляризации которого ориентирована под углом 45° к плоскости интерферометра, то на его выходе с помощью призмы Волластона можно выделить два сигнала со сдвигом фаз в 90° :

$$\begin{aligned} I_1 &= I_0 [1 + \cos(\varphi_0 + \varphi_p)], \\ I_2 &= I_0 [1 + \sin(\varphi_0 + \varphi_p)], \end{aligned} \quad (16)$$

откуда фазовый сдвиг φ_p за счет плазмы

$$\varphi_p = \arctg \frac{I_2 - I_0}{I_1 - I_0} + k \frac{\pi}{2} - \varphi_0. \quad (17)$$

Теперь дифференциальная чувствительность слабо зависит от начальной фазы. В ИК области такие интерферометры реализованы на длине волны $\lambda = 3,39$ мкм [12] и $\lambda = 10,6$ мкм [43]. В качестве иллюстрации на рис. 8,а приведены выходные сигналы ($\sin \varphi$ и $\cos \varphi$), зарегистрированные на пинче с обращением поля (установка REPUTE [43]). Сразу после детектора осуществляется оцифровка этих сигналов. Результат обработки (см. рис. 8,б) представляется в виде функции $n_e(t)$.

В большинстве ИК интерферометров используется гетеродинное преобразование частоты [13, 15, 20, 22, 43, 46]. В этом случае также не существует проблемы неоднозначности восстановления

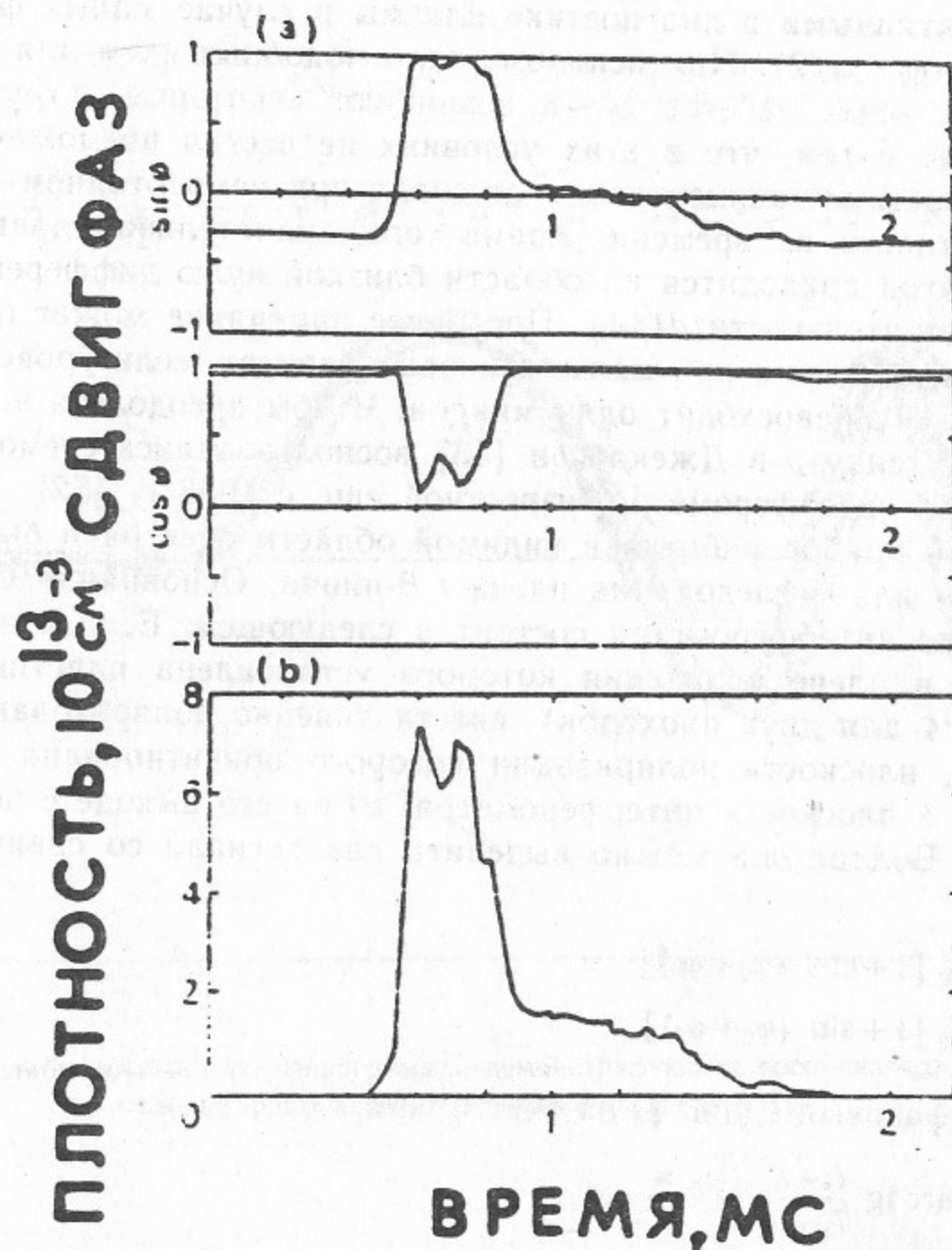


Рис. 8. Сигналы квадратурного интерферометра (а) и результат обработки фазовых сигналов, (б) — поведение плотности плазмы во времени (по [43]).

фазы. Как правило, в гетеродинных интерферометрах для преобразования частоты используется брэгговская ячейка. Блок-схема гетеродинного интерферометра на основе брэгговской ячейки приведена на рис. 9. Поскольку использование ячеек для модуляции лазерного излучения позволяет получить весьма большую промежуточную частоту (~ 100 МГц), данная схема в состоянии обеспечить любое мыслимое временное разрешение даже для экспериментов по использованию быстрых флуктуаций плотности плазмы. На рис. 10 и 11 представлены две наиболее сильно различающиеся в деталях схемы гетеродинных интерферометров.

До сих пор речь шла лишь о принципах построения схем. Существует, однако, еще одно требование, которому должны удовлетворять схемы современных интерферометров: возможность восстановления профилей электронной концентрации, для чего нужна многоканальность. К настоящему времени построено и проверено в условиях реальных экспериментов достаточное количество многоканальных интерферометров. Среди них имеются: пятиканальный интерферометр с $\lambda = 3,39$ мкм [12] (установка ZT-S), семиканальный — также на длине волны 3,39 мкм [33] (ZT-40), восьмиканальный с $\lambda = 10,6$ мкм [13] (ZT-40M), девятиканальный [54] ($\lambda = 3,39$ мкм, установка ГОЛ-М), наконец, пятнадцатиканальный [20, 22] (10,6 мкм, RINGBOOG). Представленная на рис. 10 схема 8-канального гетеродинного интерферометра [23] отражает основные особенности большинства многоканальных гетеродинных схем. За исключением длиннофокусных торцевых сферических зеркал схема не содержит фокусирующей оптики. Совершенно иная схема изображена на рис. 11 [22]. С помощью цилиндрической линзы и одномерного параболического зеркала в интерферометре сформирован ленточный ($20 \times 0,7$ см) пучок, пересекающий полное сечение плазмы. Интерференционная картина, соответствующая этому сечению, отображена на 15-элементный детектор на основе PbSnTe. Таким образом, интерферометр является аналогом системы с пятнадцатью отдельными детекторами. Поскольку к параболическим зеркалам можно не предъявлять высоких требований (фазовые сдвиги за счет ошибок зеркал, возможно учесть), представляется вполне реальным создание аналогичного интерферометра для крупномасштабных установок с большим сечением плазмы.

Обратим внимание на любопытную возможность, открывающуюся перед методами оптической интерферометрии при исследовании быстрых процессов. Поскольку, как отмечалось ранее, характерные частоты вибраций находятся в области низких частот

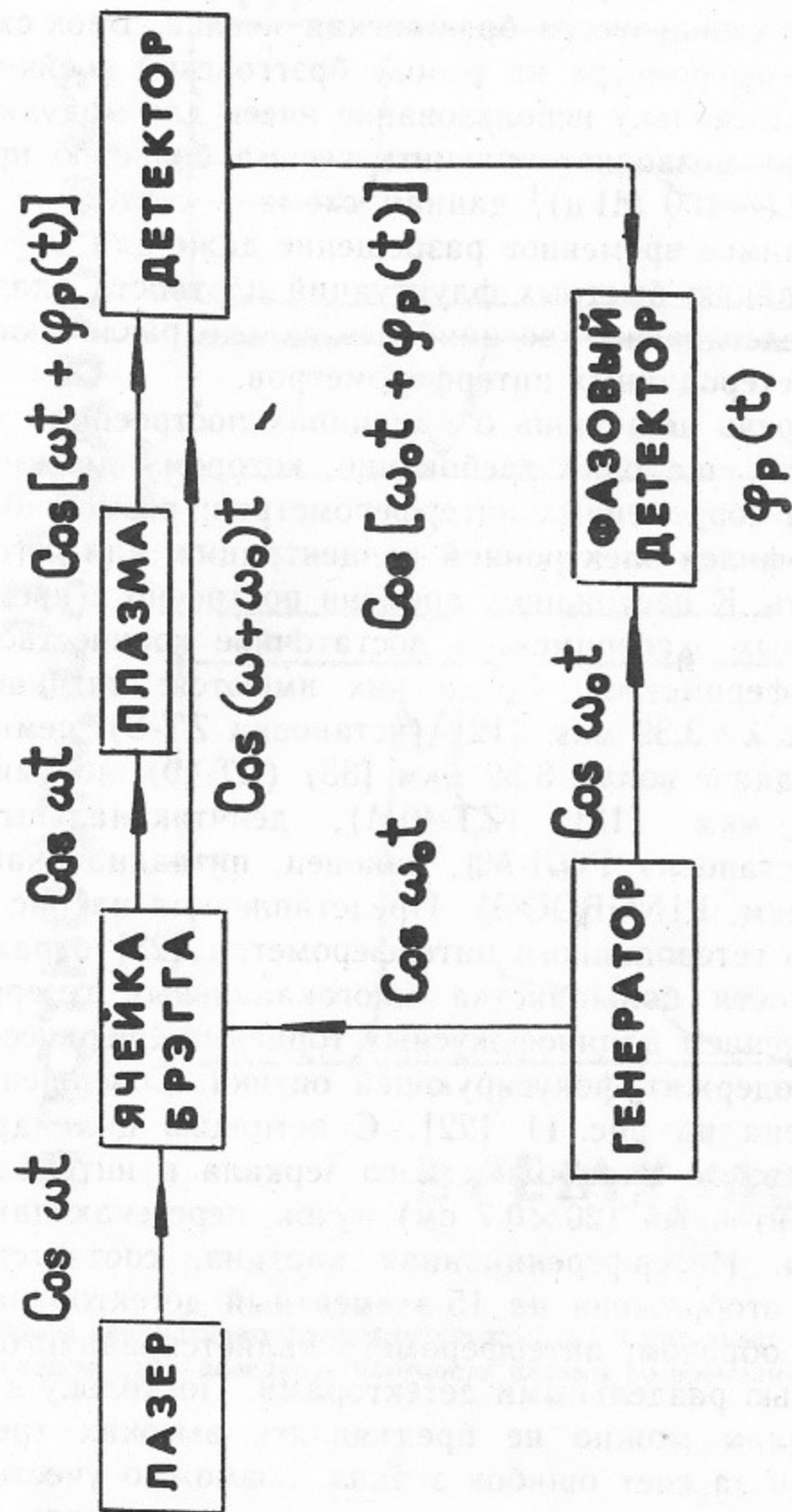


Рис. 9. Блок-схема гетеродинного интерферометра.

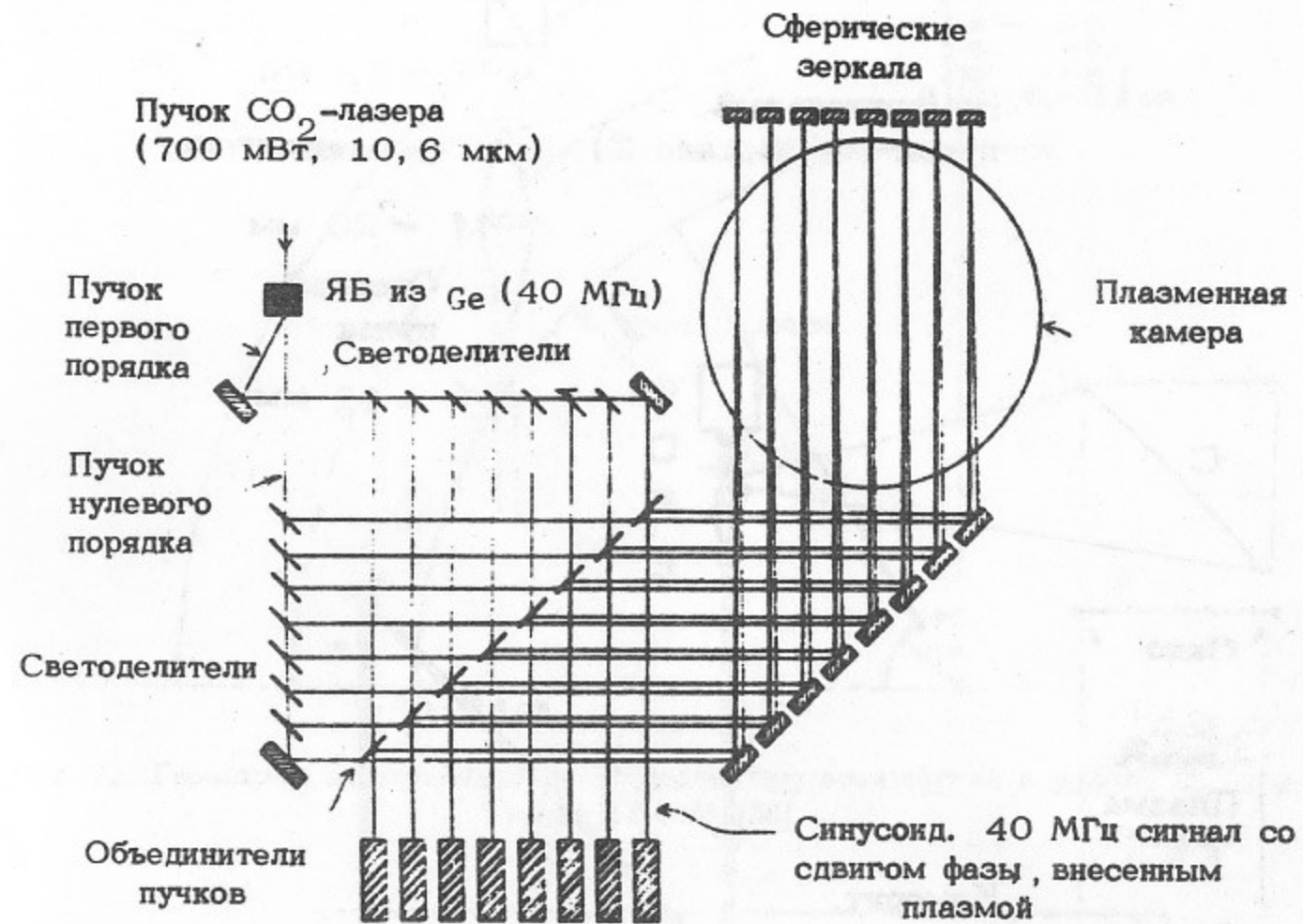


Рис. 10. Восьмиканальный гетеродинный интерферометр [23].

($f < 100$ Гц), применение методов интерферометрии к процессам, имеющим длительность $\tau \ll 1/f$, позволяет достигать существенно лучшего предела чувствительности ($\sim 10^{-4}$ полосы). В этих усло-

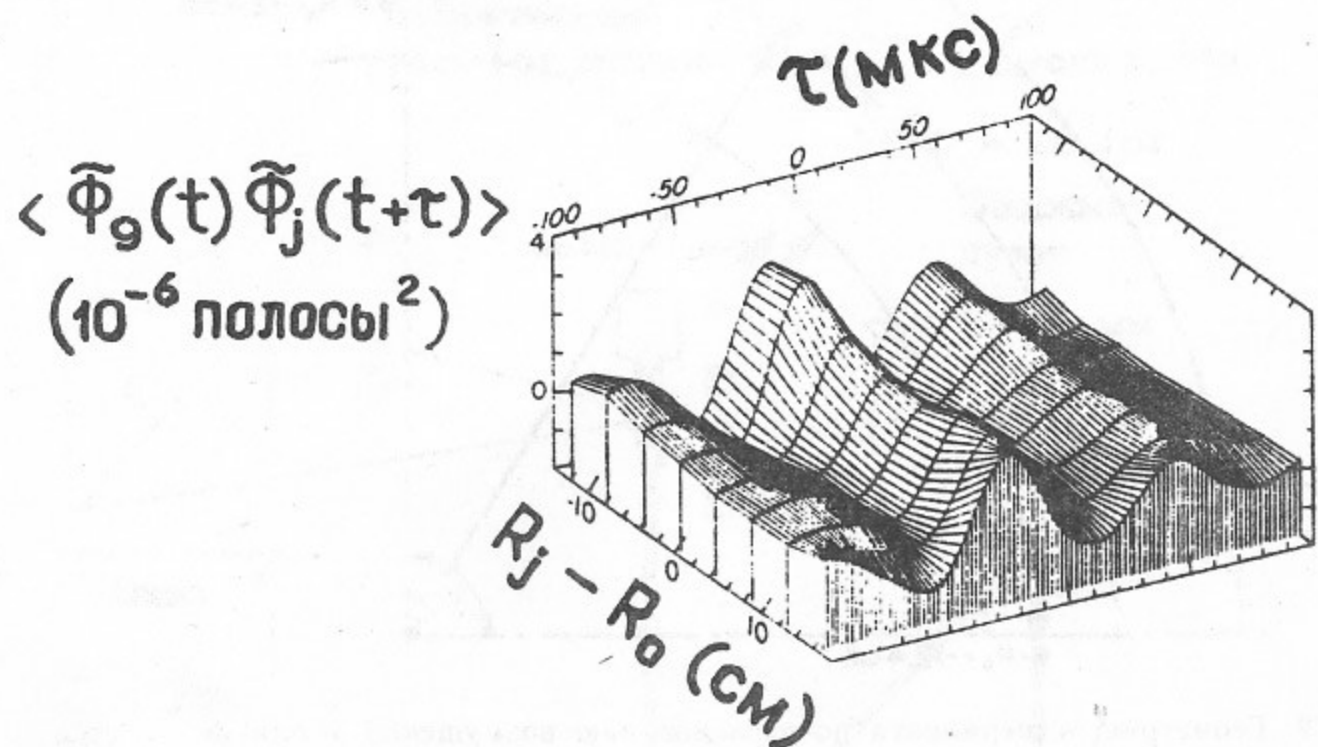


Рис. 14. Семейство временных корреляционных функций флуктуаций фазы (плотности плазмы) [58].

виях на установке ZT-40M с помощью 8-канального CO_2 интерферометра удалось провести тонкие физические эксперименты по изучению быстрых ($\Delta f \lesssim 500$ кГц) флуктуаций плотности при типичном уровне возмущений (на центральной хорде) $\sim 3 \cdot 10^{-3} \div 10^{-2}$ полосы (см. [23, 33, 56—58]). В частности, с помощью корреляционных методов удалось исследовать импульсные непериодические возмущения плотности, распространявшиеся вдоль магнитного поля в периферийных зонах пинча с обращенным магнитным полем (характерные масштабы возмущений: $k_{\perp}^{-1} \simeq 2 \div 2,5$ см, $k_{\parallel}^{-1} \simeq 12$ см)

Через найденную скорость ионного звука удалось оценить ионную температуру. Помимо непериодических возмущений исследовались также периодические возмущения. Для исследования динамики возмущений в последних экспериментах [57, 58] помимо 8-канального интерферометра использован дополнительный одноканальный, расположенный на расстоянии $\pi R/2 \simeq 180$ см (см. рис.12). На рис. 13 приведены интерферограммы, демонстрирующие уровень флуктуаций плотности на разных хордах (лучи 1—8 в одном сечении, а луч 9 со сдвигом на 180 см, см. рис. 12). Воз-

можности восстановления формы возмущений методами корреляционного анализа иллюстрируются рис. 14.

На основании изложенного можно прийти к следующему выводу. На крупномасштабных установках с магнитным удержанием, где плотность плазмы приближается к величине $\sim 10^{14}$ см $^{-3}$, а характерный размер плазмы превосходит 100 см, уже при достигнутом уровне развития методы оптической интерферометрии в состоянии решать как проблемы измерения профилей плотности, так и более сложные проблемы, например, изучение пилообразных колебаний плотности плазмы в токамаках и ряд других.

ЛИТЕРАТУРА

1. Душин Л.А., Павличенко О.С. Исследование плазмы с помощью лазеров. М.: Атомиздат, 1968.
2. Кругляков Э.П. В сб.: Диагностика плазмы, вып.3. М.: Атомиздат, 1973, с.97—120.
3. Jahoda F.C. In: Course on Diagnostics for Fusion Reactor Conditions (Varena, Italy, EUR 8351-IEN), v.2, Brussels, 1982, p.649—687.
4. Басов Н.Г., Захаренков Ю.А., Зорев Н.Н. и др. Итоги науки и техники. Москва, ВИНТИ, 1982, т.26, ч.1.
5. Attwood D.T., Sweeney D.W., Auerfach J.M., Lee P.H.Y. Phys. Rev. Lett., 1978, v.40, N 3, p.184—187.
6. Захаренков Ю.А., Склизков Г.В., Шиканов А.С. Физика плазмы, 1980, т.6 № 2, с.453—462.
7. Stott P.E. In: Intern. School of Plasma Physics (Course on Diagnostics for Fusion Reactor Conditions, Varena, Italy, EUR 8351-IEN), Brussels, 1982, p.517—549.
8. Johnson L.C. and Young K.M. Ibid, p.551—579.
9. Orlinski D.V. Ibid, p.581—611.
10. Будкер Г.И., Данилов В.В., Кругляков Э.П. и др. V Международная конференция по физике плазмы и проблем УТС (Токио, 1974), Вена, IAEA, 1975, с.763—776.
11. Бурмасов В.С., Кругляков Э.П., Подыминогин А.А. Физика плазмы, 1978, т.4, № 1, с.140—143.
12. Jacobson A.R. Rev. Sci. Instrum., 1978, v.49, N 5, p.673.
13. Jacobson A.R. Rev. Sci. Instrum., 1982, v.53, N 6, p.918.
14. Baker D.R. and Lee Shu-Tso. Rev. Sci Instrum., 1978, v.49, № 7, p.919.
15. Baker D.R. Rev. Sci Instrum., 1980, v.51, № 10, p.1304.
16. Vilcomerson D. Appl. Phys. Lett., 1976, v.29, № 3, p.183.
17. Kwaaitaal Th. Rev. Sci. Instrum., 1974, v.45, № 1, p.39.
18. Kwaaitaal Th., Luymes B.J. and van der Pijll. J. Phys. D., 1980, v.13, № 6, p.1005.
19. Herold H. and Jahoda F.C. Rev. Sci. Instrum., 1969, v.40, N 1, p.145.
20. Hugenholtz C.A.J. and Meddens B.J.H. Rev. Sci. Instrum., 1979, v.50, N 9, p.1123.
21. Luhmann Jr. N.C., Peebles W.A. Laser Diagnostics of Magnetically Confined

- Thermonuclear Plasmas.—In: Laser Handbook, 1985, North Holland, Amsterdam—Oxford—New York—Tokyo, v.5, p.455.
22. *Hugenholtz C.A.J. and Meddens B.J.H.* Rev. Sci. Instrum., 1982, v.53, N 2, p.171.
 23. *Jacobson A.R.* Plasma Physis, 1982, v.24, N 9, p.1111.
 24. *Быховский Ю.А., Грибков В.А., Гришин М.В. и др.* Краткие сообщения по физике, ФИАИ, 1983, № 8, с.17.
 25. *Olsen J.N.* Rev. Sci. Instrum., 1971, N 1, p.104.
 26. *Veron D., Certain J. and Crenn J.P.* JOSA, 1977, v.67, p.964.
 27. *Малых Н.И., Ямпольский Е.С.* ПТЭ, 1975, № 2, с.154.
 28. *Peterson R.W. and Jahoda F.C.* Appl. Phys. Lett., 1971, v.18, N 10, p.440.
 29. *Wolfe S.M., Button K.J., Waldman J. and Cohn D.R.* Appl. Opt., 1976, v.17, p.2645.
 30. *Yamanaka M., Takeda Y., Tanigawa S. et al.* Intern. J. of Infrared and Millimeter Waves, 1980, v.1, p.57.
 31. *Ma C.H., Hutchinson D.P., Staats P.A. and van der Sluis K.L.* Intern. J. of Infrared and Millimeter Waves, 1982, v.3, p.263.
 32. *Kristal R.* In: Diagnostics for Fusion Experiments. Pergamon Press. Oxford, 1978, p.617.
 33. *Jacobson A.R.* Plasma Physics, 1981, v.23, N 10, p.927.
 34. *Kristal R. and Peterson R.W.* Rev. Sci. Instrum., 1976, v.47, p.1357.
 35. *Veron D.* In: Intern. School of Plasma Physics (Course on Diagnostics for Fusion Reactor Conditions, Varenna, Italy), EUR 8351-IEN, Brussels, 1982, v.1, p.199.
 36. *De Marco F. and Segre S.E.* Plasma Physics, 1972, v.14, N 3, p.245.
 37. *Küpper E.P., Maston W.J.* Rev. Sci. Instrum., 1973, v.44, N 8, p.954.
 38. *Yasuda A., Kanai Y., Kusunoki J. et al.* Rev. Sci. Instrum., 1980, v.51, N 12, p.1652.
 39. *Багрянский П.А., Башкеев А.А., Белкин В.С.* В сб. Диагностика плазмы, М.: Энергоатомиздат, 1986, вып.5.
 40. *Buchenauer C.J.* Preprint LA-9880-MS, UC-20g, Los Alamos, February 1984.
 41. *Smith III R.S., Doggett W.O.* Rev. Sci. Instrum., 1985, v.56, N 3, p.355.
 42. *Takeda S. and Yasuda A.* Rev. Sci. Instrum. 1971, v.42, N 3, p.394.
 43. *Takanashi H., Kimura M., Sano R., et al.* Rev. Sci. Instrum., 1986, v.57, p.1286.
 44. *Dudnikov V.G.* In: Intern. School of Plasma Physics (Course on Mirror-Based and Field Reversed Approaches to Magnetic Fusion, Eur 8961 EN) Perugia, Italy 1983, v.II, p.435.
 45. *Kricker W.A., Smith W.J.B.* Phys. Lett., 1965, v.14, p.102.
 46. *Witteaman W.J.* Appl. Phys. Lett., 1967, v.10, p.347.
 47. *Burmasov V.S., Kopnilov V.A., Kruglyakov E.P. et al.* In: Proc. of XIII Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Berlin, 1977, v.2, p.907.
 48. *Волков Я.Ф., Дятлов В.Г., Коцубанов В.Д.* ЖЖТФ, 1976, т.46, с.575.
 49. *Калмыков А.А., Никольский И.К., Павличенко О.с., Шевчук В.А.* ЖТФ, 1977, т.47, с.787.
 50. *Бурмасов В.С., Коцубанов В.Д., Кругляков Э.П.* В сб.: Диагностика плазмы. М.: Энергоиздат, 1981, вып.4(1), с.78.
 51. *Бурмасов В.С., Кругляков Э.П., Цидулко Ю.А.* ПТЭ, 1982, № 3, с.155.
 52. *Peck E.R. and Obetz S.W.* J. Opt. Soc. Am., 1953, v.43, p.505.
 53. *Buchenauer C.J., Jacobson A.R.* Rev. Sci. Instrum., 1977, v.48, N 7, p.769.
 54. *Бурмасов В.С., Кругляков Э.П., Семенов Е.П., Хильченко А.Д.* Десятиканаль-

- ный лазерный интерферометр м перестраиваемой общей начальной фазой. Препринт ИЯФ 85-139. Новосибирск, 1985.
55. *Luhman Jr.N.C., Peebles W.A.* Rev. Sci. Instrum., 1984, .55, N 3, p.279.
 56. *Jacobson A.R.* Appl. Phys. Lett., 1981, v.39, N 10, p.795.
 57. *Jacobson A.R. and Forman P.R.* In: Proc. Intern. Conf. on Plasma Physics, Göteborg, Sweden, 1982, p.351.
 58. *Jacobson A.R., Forman P.R.* Appl. Phys. Lett., 1982, v.41, N 6, p.520.

Э.П. Кругляков

**Методы оптической интерферометрии
в системах с магнитным удержанием плазмы**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 23 октября 1986 г.
Подписано в печать 12.11.1986 г. МН 11856
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2,5 печ.л., 2,0 уч.-изд.л.
Тираж 250 экз. Бесплатно. Заказ № 165

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики
СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*