

АКАДЕМИЯ НАУК ЛАТВИЙСКОЙ ССР

МАГНИТНАЯ ГИДРОДИНАМИКА

1965 • 2

Латвийская ССР
Институт физики

ИЗДАТЕЛЬСТВО «ЗИНАТНЕ» • РИГА

СЕРИЯ
МФД

частиц в квантовой механике, описанную в работе [9]. Воспользуемся поэтому здесь методом, развитым в ней для нахождения коэффициента надбарьерного отражения. Для этого необходимо продолжить решение $e^{\int k_1 dz}$ при $\text{Re} z \rightarrow \infty$ с вещественной оси на верхнюю полуплоскость, пока не дойдем до линии уровня $\text{Im} \int_{z_{\text{кр}}}^z \omega_1 dz = 0$, проходящей через точку поворота ω_1 (рис. 2) $z_{\text{кр}}$. Такое продолжение возможно, так как $e^{ik_2 z}$ ведет себя при этом как $e^{-|z|}$ ($k_{2-} = \lim_{z \rightarrow -\infty} k_2(z)$). Затем, двигаясь по указанной линии уровня к нулю ω_1 и используя правила обхода точек поворота [10], получим в результате на $+\infty$ C_1 и C_2 . При этом, как нетрудно видеть, коэффициент трансформации выражается формулой

$$C_1 \sim e^{-i \int_C \omega_1 dz}, \quad (32)$$

где контур C охватывает линию уровня от $\text{Re} z \rightarrow +\infty$ до $\text{Re} z \rightarrow -\infty$. Если при стягивании контура C в контур $AA'B'B$, как показано на рис. 1, не пересекается каких-либо других особенностей ω_1 , то формула (32) совпадает с коэффициентом трансформации, полученным нами по методу, развитому в работах [1 и 6].

В противном случае необходимо учесть влияние других особенностей. Благодарим Р. З. Сагдеева и В. Л. Покровского за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. C. G. Stuekelberg. Helv. Phys. Acta, 1932, 5, 369.
2. А. А. Галеев. ДАН СССР, 1963, 150, 503.
3. В. Л. Гинзбург. Распространение электромагнитных волн в плазме. ФМ, М., 1960.
4. Г. М. Заславский, С. С. Моисеев, Р. З. Сагдеев. ПМТФ, 1964, 5, 44.
5. В. В. Железняков, Е. А. Злотник. Изв. ВУЗ. Радиофизика. 1962, 5, 644.
6. Н. Г. Денисов. Тр. Горьк. иссл. физ.-техн. ин-та и радиофиз. ф-та ГГУ. Уч. зап. (сер. физ.), 1957, 35, 3.
7. D. A. Tidman. Phys. Rev., 1960, 117, 366.
8. E. C. Kemble. Phys. Rev., 1935, 48, 549.
9. В. Л. Покровский, И. М. Халатников. ЖЭТФ, 1961, 40, 1713.
10. W. H. Furry. Phys. Rev., 1947, 71, 360.

SUMMARY

The problem of the transformation of waves in ideal magneto-hydrodynamics is investigated and various ways to solve the problem are discussed. Plasma has been treated in a magneto-hydrodynamic approximation.

Поступило 31 января 1965 г.

УДК 533.9.082.5

Э. П. Кругляков, В. К. Малиновский, Ю. Е. Нестерихин

О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ И ПЛОТНОСТИ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ПЛАЗМЫ МЕТОДАМИ ОПТИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

Сообщается о применении оптического интерферометра Майкельсона для диагностики нестационарной плазмы. Приводятся результаты по определению электронной плотности, степени ионизации и температуры плазменных потоков.

Оптическая интерферометрия давно используется в аэродинамике для определения параметров газовых потоков. В последние годы появился ряд работ [1—5], где сообщается об экспериментальных результатах по определению плотности плазмы с помощью интерферометров Маха—Цендера. Возможность применения оптических интерферометров для определения плотности плазмы основана на хорошо известной зависимости показателя преломления плазмы от электронной концентрации N_e :

$$n-1 = -9 \cdot 10^9 \frac{2\pi N_e e^2}{m\omega^2}, \quad (1)$$

где e , m — заряд и масса электрона, ω — круговая частота света. Оптическая разность хода, вносимая плазмой длиной l , есть

$$\delta m = -\frac{n-1}{\lambda} l = -4,46 \cdot 10^{-16} N_e l, \quad (2)$$

где N_e — плотность электронов плазмы, λ — длина световой волны.

Использование интерферометра Майкельсона для диагностики плазмы [6] дает возможность повысить чувствительность метода вдвое при хорошем пространственном разрешении. Достигнутая точность определения смещения полос $\delta m = \delta\lambda/\lambda \approx 0,01$ позволяет регистрировать на интерферометре Майкельсона $N_e l \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-2}$ при просвечивании плазмы светом длины волны $\lambda = 6 \cdot 10^{-7} \text{ м}$. При одновременной регистрации интерферограмм в двух длинах волн становится возможным определение степени ионизации в различных участках плазменного сгустка.

Интерферометрия позволяет также определить температуру плазмы. В работе приведены первые результаты, достигнутые в этом направлении.

Определение профиля плотности плазменного сгустка во времени. Для нахождения распределения плотности плазмы во времени целесообразно использовать щелевую развертку интерференционных полос. Развертка производилась скоростным фоторегистратором (СФР) при полосах, выставленных перпендикулярно щели. Источником света служила импульсная лампа-вспышка. При значении разрядной емкости $C = 300 \text{ мкФ}$ и напряжении $U_c = 3 \text{ кВ}$ монохроматизированные ($\delta\lambda = 10^{-8} \text{ м}$) интерференционные полосы хорошо регистрируются на пленке РФ-3 в

течение $\sim 1,5 \cdot 10^{-4}$ сек при скоростях развертки порядка $3 \cdot 10^4$ об/мин. На рис. 1а приведена интерферограмма плазменного сгустка коаксиального инжектора типа Маршалла, описанного в работе [7]. На рис. 1б показано соответствующее распределение электронной плотности в сгустке. Привязка по времени, осуществляемая подсветкой щели светом короткой искры, позволила одновременно определять скорость движения переднего фронта плазмы.

Определение степени ионизации плазмы. Метод интерферомет-

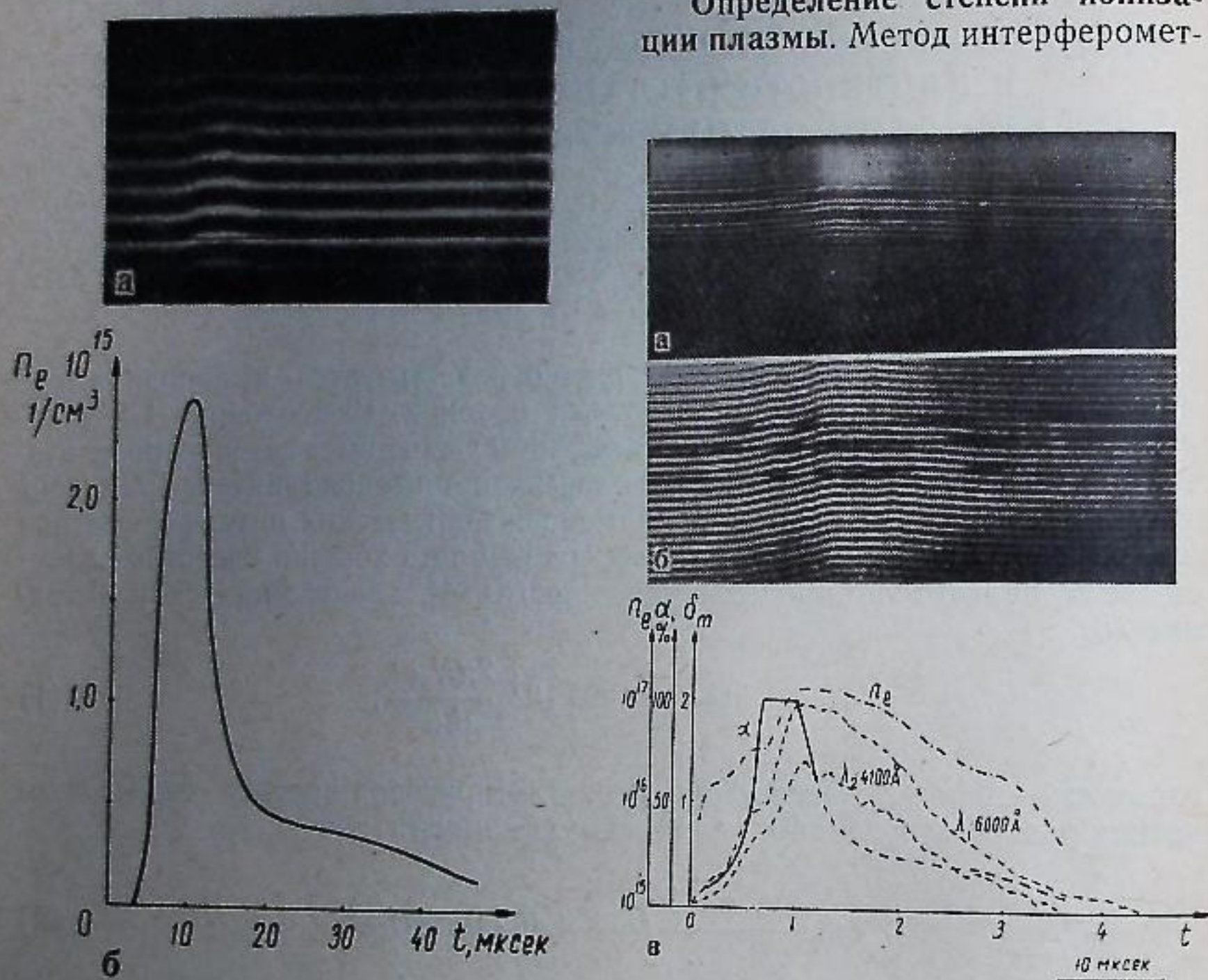


Рис. 1. Интерферограмма плазменного сгустка коаксиального инжектора и профиль плотности во времени.

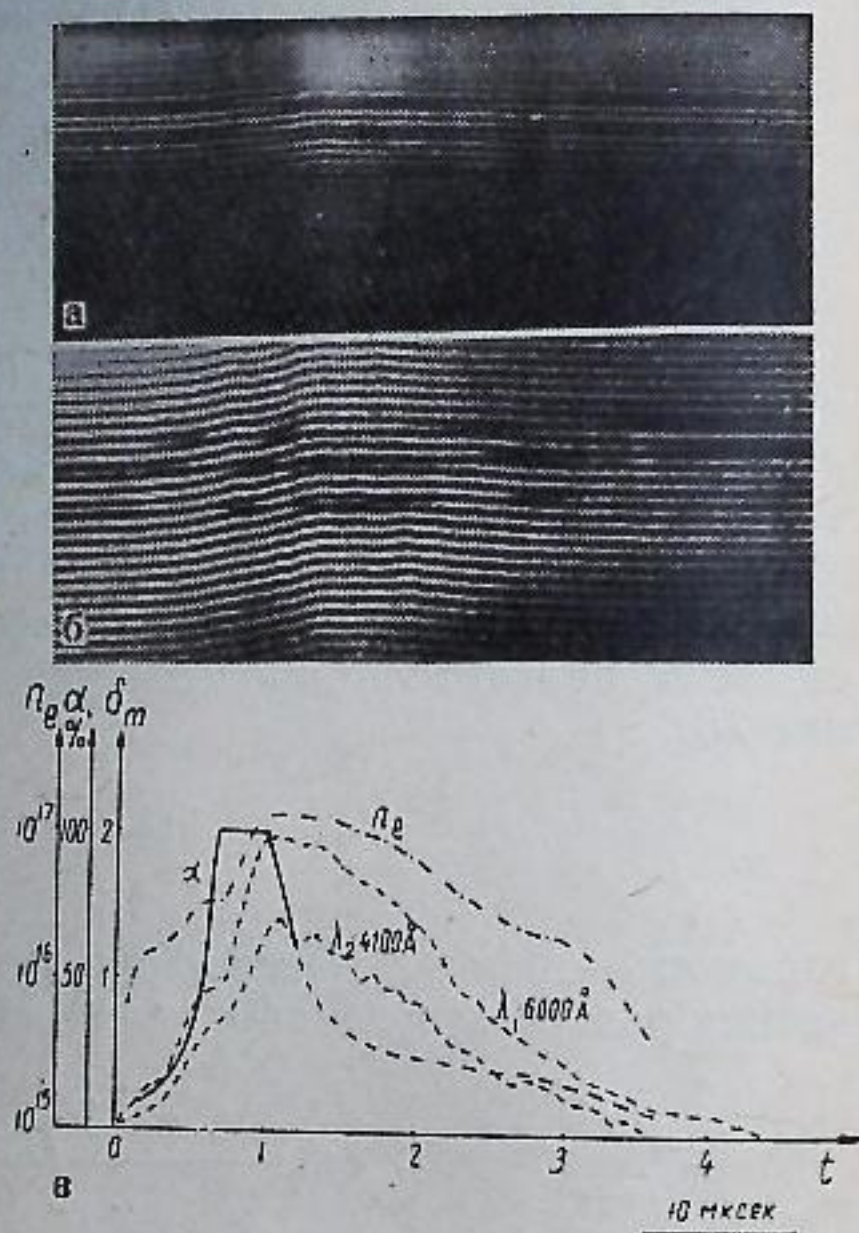


Рис. 2. Интерферограммы плазменного сгустка конического инжектора: а) $\lambda_1=4000 \text{ \AA}$; б) $\lambda_2=6000 \text{ \AA}$; в) смещение полос во времени (δm), профиль плотности плазмы (N_e), степень ионизации (α).

рии в ряде случаев дает возможность определять степень ионизации плазмы. Сдвиг интерференционных полос в присутствии плазмы и нейтральных атомов может быть представлен (для случая интерферометра Майкельсона) в следующем виде:

$$\delta m = -8,92 \cdot 10^{-16} N_e \lambda l + \text{const} \frac{2l N_a}{\lambda}, \quad (3)$$

где N_a — концентрация нейтральных атомов. Одновременная регистрация интерференционных полос в двух длинах волн позволяет в принципе определить N_e и N_a , а следовательно, и степень ионизации плазмы. Эта возможность может быть реализована в том случае, если известен показатель преломления нейтрального газа.

Условия для определения степени ионизации имеют место, например, в коническом ускорителе плазмы, аналогичном описанному в работе [8],

в головной части сгустка, свободной от примесей. На рис. 2а, 2б приведены интерферограммы сгустка, полученные одновременно в двух длинах волн ($\lambda_1=4 \cdot 10^{-7} \text{ м}$, $\lambda_2=6 \cdot 10^{-7} \text{ м}$). На рис. 2в показаны смещения полос δm , профиль плотности электронов N_e и степень ионизации α во времени. Пунктирная часть кривой $\alpha(t)$ определена лишь с некоторой степенью достоверности, поскольку в этой области сгусток содержит большое количество примесей, показатель преломления которых определить весьма сложно. Здесь можно отметить лишь факт неполной ионизации в хвостовой части сгустка и ее монотонное убывание со временем.

Определение температуры плазменных сгустков. Идея определения температуры плазмы основана на регистрации скачка уплотнения, воз-

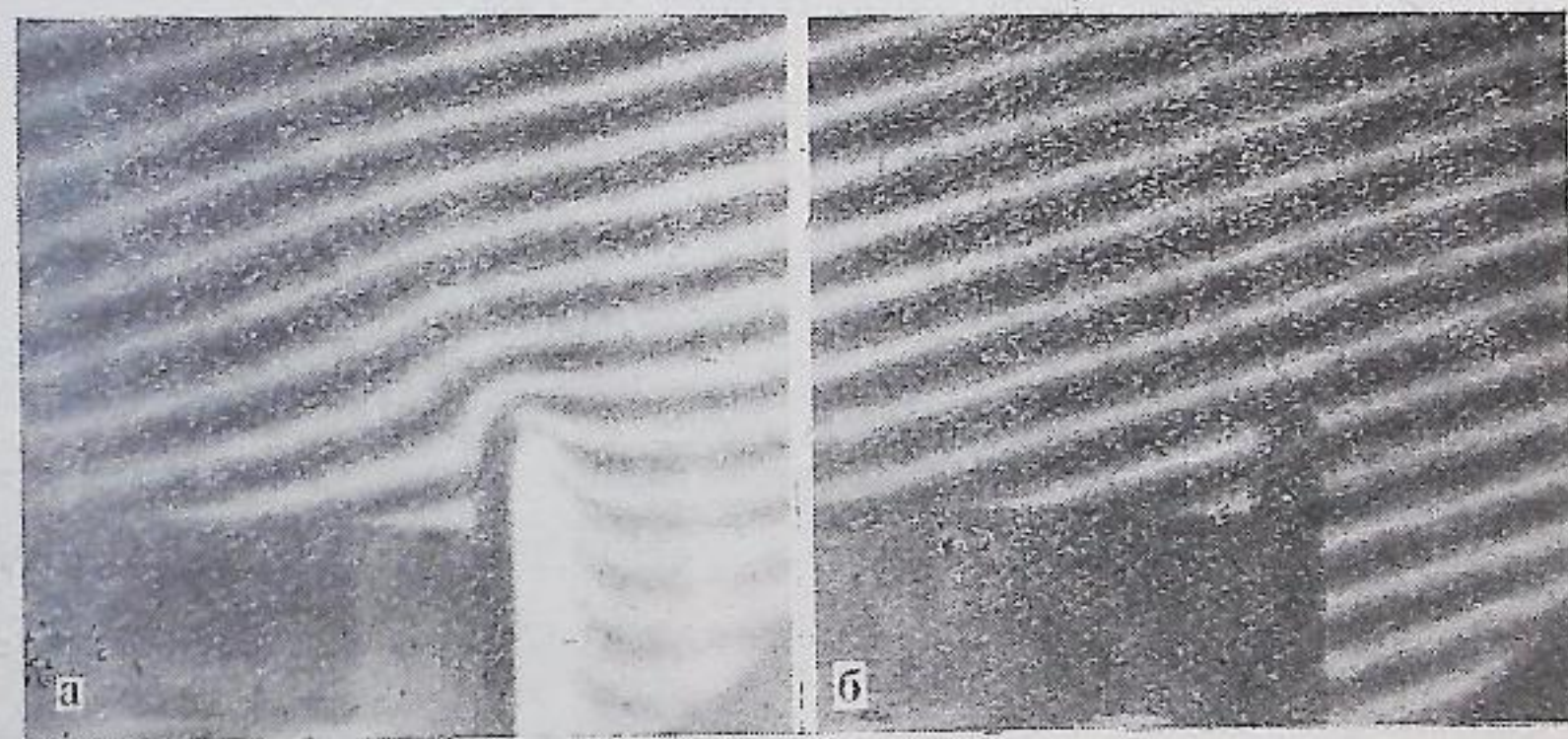


Рис. 3. Интерферограммы обтекания препятствия плазменным сгустком, полученные в режиме кадровой съемки: а) вид поля интерференции с плазмой; б) вид поля интерференции без плазмы.

никающего при обтекании потоком преграды. Эксперимент ставился следующим образом: на пути плазменного сгустка в поле интерференции было расположено препятствие Т-образной формы размером по высоте поля интерференции $\sim 0,01 \text{ м}$. Регистрация интерферограмм в этом случае велась в режиме кадровой съемки. Источником света служила лампа-вспышка со временем высвечивания $0,3 \text{ мксек}$. На рис. 3а приведена одна из интерферограмм, полученная при обтекании этого препятствия плазмой. Четко виден скачок уплотнения. На рис. 3б показано поле интерференции без плазмы.

Определение температуры упрощается в случае слабого возмущения, когда поперечный размер препятствия сравним с длиной свободного пробега. В наших экспериментах это условие выполнялось. Таким образом, угол между направлением движения плазмы и направлением распространения возмущения непосредственно характеризует число Маха для наших условий:

$$M = v/c = 1/\sin \alpha,$$

где v — скорость плазмы, c — скорость звука в плазме. Учитывая, что $c = \sqrt{\gamma \frac{k(T_e + T_i)}{m_i}}$, для поперечной температуры получаем следующее выражение:

$$T_e + T_i = \frac{m_i v^2 \sin^2 \alpha}{\gamma k}. \quad (4)$$

Для случая, изображенного на рис. 3а, направленная скорость $v = 1,4 \cdot 10^5$ м/сек, угол Маха равен 49° и, таким образом, поперечная температура составляет 70 эв.

Заключение. Достигнутая точность измерения смещений интерференционных полос дает возможность определять минимальную электронную концентрацию $2 \cdot 10^{20}$ м⁻³, при размере плазмы $l \approx 0,1$ м. В принципе существует возможность повысить чувствительность метода интерферометрии на порядок. В настоящее время в этом направлении ведется работа. Наблюдение за обтеканием плазмой препятствия позволяет определить ряд весьма интересных ее параметров: длину свободного пробега, температуру, скорость распространения альфвеновских волн. Таким образом, оптическая интерферометрия является весьма эффективным методом исследования параметров нестационарной плазмы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Г. Долгов, С. Л. Мандельштам. ЖЭТФ, 1953, 24, 691.
2. R. A. Alpher, D. R. White. Phys. Fluids, 1958, 1, 5.
3. R. A. Alpher, D. R. White. Phys. Fluids, 1959, 2, 2.
4. R. D. Medford, A. L. T. Powell, A. G. Hunt, J. K. Write. Proceedings of the Fifth International Conference on Ionisation Phenomena in Gases. Munich, 1961.
5. A. F. Klein. Phys. Fluids, 1963, 6, 2, 310.
6. Э. П. Кругляков, Ю. Е. Нестерихин. Интерферометр Майкельсона для исследования плазмы. Препринт. Изд. СО АН СССР, Новосибирск, 1964.
7. Э. П. Кругляков, В. К. Малиновский, Ю. Е. Нестерихин. Магнитная гидродинамика, 1965, 1, 80.
8. Ю. С. Азовский, И. Т. Гужовский, Б. Г. Сафронов, В. А. Чураев. ЖТФ, 1962, 32, 9, 1050.

SUMMARY

An application of Michelson interferometer for the non-stationary plasma diagnostics is reported. Data for determining the electron density, the degree of ionization and the temperature of plasma are presented.

Поступило 2 октября 1964 г.

УДК 533.9.082

А. М. Искольдский, Р. Х. Куртмуллаев, В. Н. Лукьянов,
Ю. Е. Нестерихин, А. Г. Пономаренко

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ПОВЕДЕНИЯ ПЛАЗМЫ, НАГРЕВАЕМОЙ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНЫМИ УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ

Приводятся результаты предварительных исследований, связанных с процессом возбуждения «бесстолкновительных» ударных волн в плазме. С помощью магнитных и оптических измерений установлена картина формирования цилиндрического магнитного поршня; появление бесстолкновительной ударной волны, ее кумуляция на оси системы, а также дополнительные явления, сопровождающие указанные выше процессы (генерация шумов и рентгеновского излучения). Изучена также стадия адиабатического сжатия, захват внешнего магнитного поля и образование ловушечной конфигурации внутри плазмы. Показано, что захваченное магнитное поле может существовать в течение времени, значительно превышающего полную длительность тока в ударном контуре. Высказывается предположение, что объяснение этому факту следует искать в образовании цилиндрического слоя плазмы, прилегающего к стенке трубы и передающего ей давление захваченного поля.

В экспериментах по сжатию плазмы внешним продольным магнитным полем (тэта-пинч) было найдено, что основные черты процесса связаны с формированием, движением и устойчивостью токового слоя, охватывающего плазменный шнур [1—5].

Трудности применения микрондвойной методики при исследованных параметрах плазмы ($n \approx 10^{16}$ см⁻³) являются отчасти причиной того, что сведения о развитии структуры магнитных полей в плазме носят в основном качественный характер. Это относится как к стадии адиабатического сжатия, так и к интересным явлениям, связанным с захватом магнитного поля и образованием замкнутой силовой конфигурации внутри плазмы. Нами были поставлены эксперименты с разреженной плазмой ($n \approx 1 \div 5 \cdot 10^{13}$ см⁻³), в которых наряду с бесстолкновительными волнами [6, 7] подробно исследовались последующие стадии разряда: адиабатическое сжатие, изменение структуры магнитного поля, образование ловушечной конфигурации и удержание в ней плазмы.

Эксперименты проводились по следующей схеме. Стеклопая труба диаметром 16 см и длиной порядка 1 м заполнялась плазмой, создаваемой с помощью индукционных витков, располагаемых у краев трубы. Центральную часть объема охватывал основной («ударный») виток шириной 35 см, на который разряжался емкостный накопитель с малой собственной индуктивностью. Основные параметры ударного контура в различных вариантах: $C = 0,6 - 1,2$ мкф, $u \approx 30 - 70$ кв, $T \approx 1,5 - 2$ мксек, $dl/dt \approx 4 \cdot 10^{11}$ а/сек. Амплитуда переменного поля под витком достигала величины $2,5 \cdot 10^5 \div 4 \cdot 10^5$ а/м. Плазменный объем располагался во внешнем квазистационарном поле с периодом, значительно большим периода тока витка. Амплитуда квазистационарного поля могла изменяться от нуля до величины порядка амплитуды переменного поля.

Параметры предварительной плазмы к моменту включения ударного витка имели следующий порядок: $n \approx (1 \div 5) \cdot 10^{13}$ см⁻³, $T = 1 \div 10$ эв, $\sigma \approx 10^3 \div 10^4$ 1/ом·м.