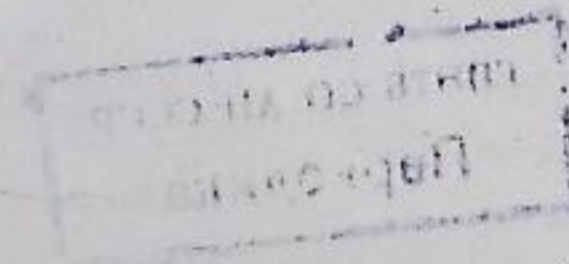


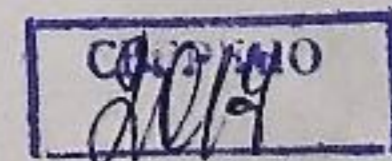
АКАДЕМИЯ НАУК ЛАТВИЙСКОЙ ССР

МАГНИТНАЯ ГИДРОДИНАМИКА

1965 • 2



ИЗДАТЕЛЬСТВО «ЗИНАТНЕ» • РИГА



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 микрозондовой 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. Стеклообразная 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, $dI/dt \approx 4 \cdot 10^{11}$ 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.

Основные экспериментальные данные были получены с помощью магнитных и оптических измерений.

В плазменный объем через торец трубы вводились магнитные зонды, которые могли перемещаться в радиальном и осевом направлениях. Зонд представлял собой одиночный виток диаметром 2 мм. Собственная индуктивность зонда ничтожно мала ($5 \cdot 10^{-9}$ гн), что практически устраняет емкостные наводки. Для измерений в условиях вмороженности поля отверстие петли оставлялось открытым, чтобы обеспечить свободное протекание плазмы. Сигнал с зонда выводился в медном коаксиале с внешним диаметром 1 мм.

Для скоростного фотографирования разряда использовался электронно-оптический преобразователь, располагавшийся поперек или вдоль оси трубы. В первом случае он давал временную развертку диаметра щели в среднем сечении витка, во втором (кадровый режим, длительность экспозиции 20 нсек) — мгновенное изображение поперечного сечения плазменного объема. Фокусировка обеспечивала четкое изображение средней части плазменного объема под витком.

Развитие процесса, охватывающего формирование токового слоя и ударной волны, сжатие плазмы и захват поля, представлено на рис. 1, 2, 3 и 4.

Осциллограммы магнитных сигналов (рис. 1) были получены с зондов, располагавшихся на расстоянии 3 и 6 см от стенки трубы в среднем сечении витка. Чтобы четко разделить формирование и движение токового слоя и ударной волны, здесь, в отличие от работы [7], было применено встречное направление переменного и

квазистационарного полей. При этом полярности ударной волны и «магнитного поршня» (роль которого играет токовый слой) являются противоположными. На осциллограмме, снятой с первого (ближайшего к стенке) зонда (рис. 1б) уже четко фиксируется отклонение от синусоидальной формы сигнала, которая имеет место в отсутствие плазмы. Форма сигнала дает возможность оценить некоторые параметры токового слоя.

Задержка сигнала относительно момента включения тока в ударном витке, естественно, является результатом скинирования поля на границе плазменного шнура. Следовательно, можно сразу отметить, что толщина скин-слоя меньше расстояния до зонда. По времени задержки токового слоя можно оценить среднюю скорость его движения на периферийном участке пути: $v \approx 1,4 \cdot 10^7$ см/сек.

Следует отметить, что эта величина хорошо согласуется с расчетным значением, полученным на основании модели движения токового слоя, рассмотренной в работе [8].

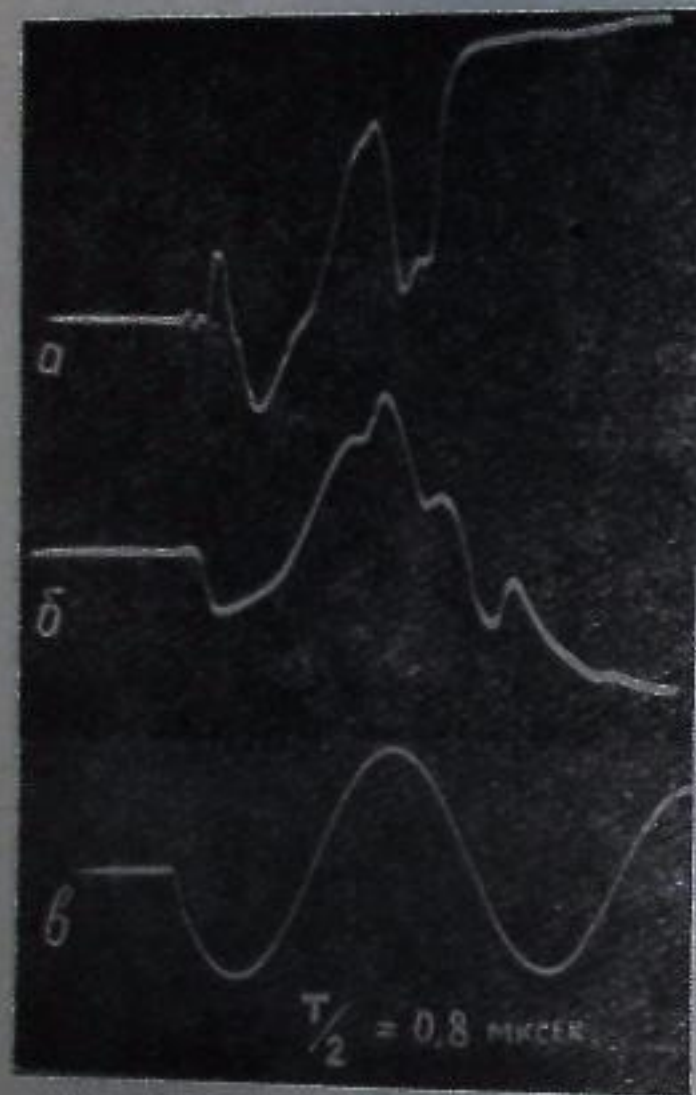


Рис. 1. Сигналы с магнитных датчиков, расположенных в плазме под витком.

а — зонд расположен на расстоянии 6 см от стенки камеры; б — зонд расположен на расстоянии 3 см от стенки камеры; в — сигнал со второго зонда в отсутствие плазмы.

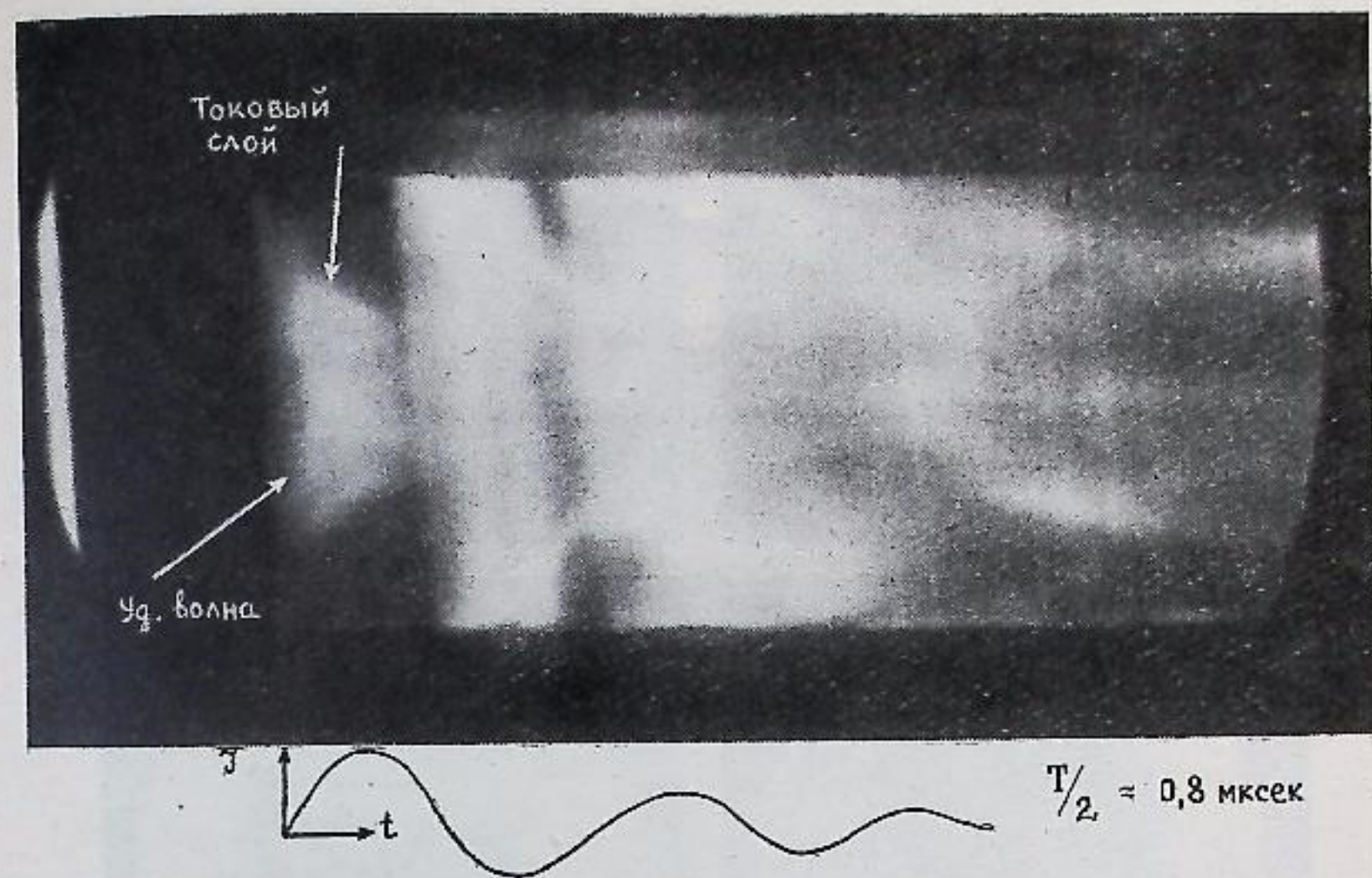


Рис. 2. Временная развертка изображения поперечной щели в ударном витке, полученная ЭОПом. $n \approx 10^{14}$ см $^{-3}$.

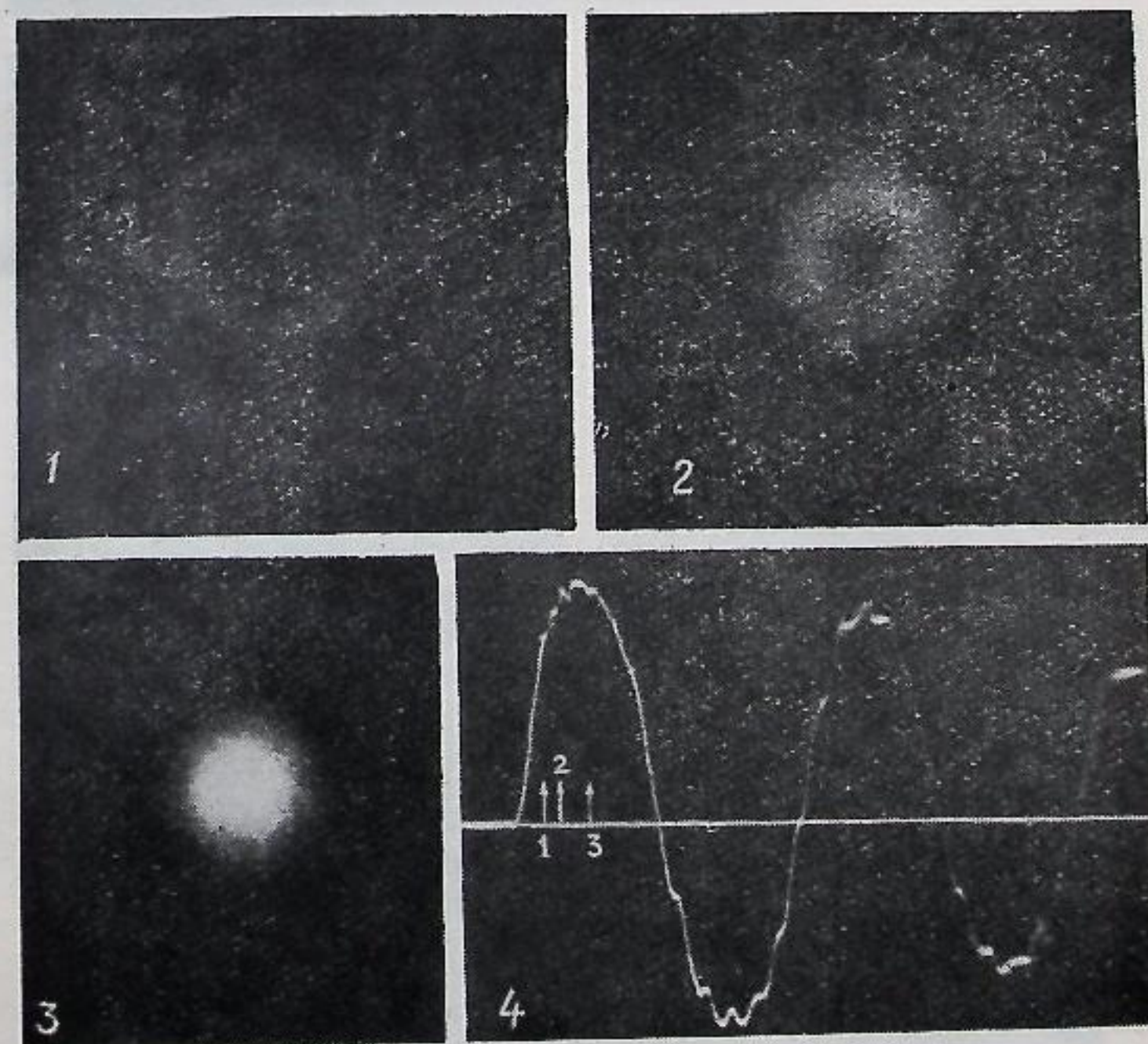


Рис. 3. Торцовые фотографии, полученные с помощью ЭОПа. 1, 2, 3 — последовательность кадров; 4 — ток в ударном витке и моменты времени, когда производилась съемка; $n \leq 10^{14}$ см $^{-3}$.

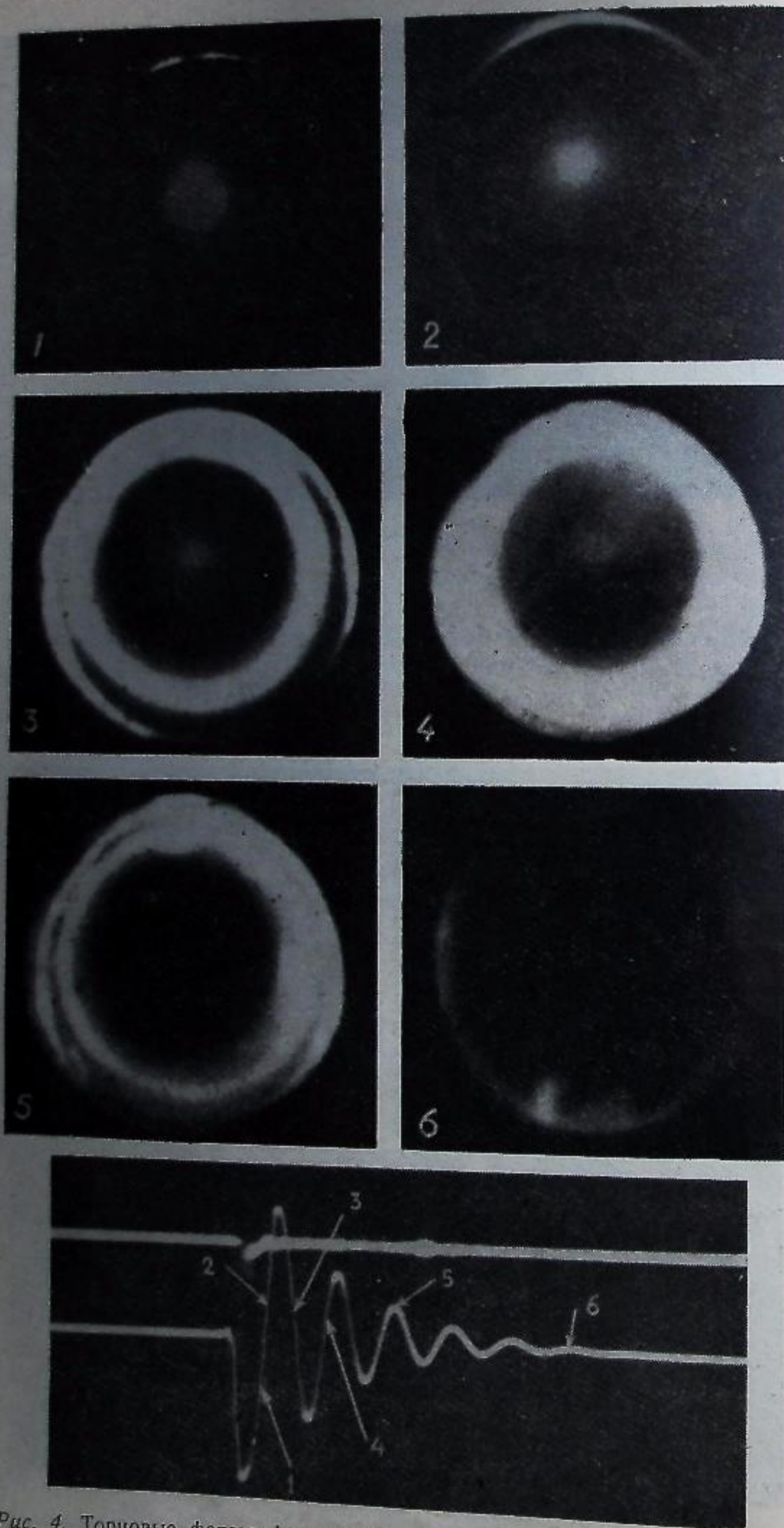


Рис. 4. Торцовые фотографии, иллюстрирующие процесс адиабатического сжатия и образование пристеночного тока. 1, 2, 3, 4, 5, 6 — последовательность кадров; 7 — ток в витке; моменты экспозиции кадров указаны стрелками. $n \approx 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

По временной длительности токового слоя (от первого до второго излома) и найденной скорости можно оценить ширину токового слоя: $\delta \approx \Delta t v_1 \approx 1,1 \cdot 10^{-7} \cdot 1,4 \cdot 10^7 \approx 1,5 \text{ см}$. Эта величина согласуется с приведенными выше параметрами предварительной плазмы.

Как видно из рис. 1б, на расстоянии 3 см от стенки ударная волна еще не сформирована. Это естественно, так как ширина «магнитного поршня» имеет порядок этого расстояния.

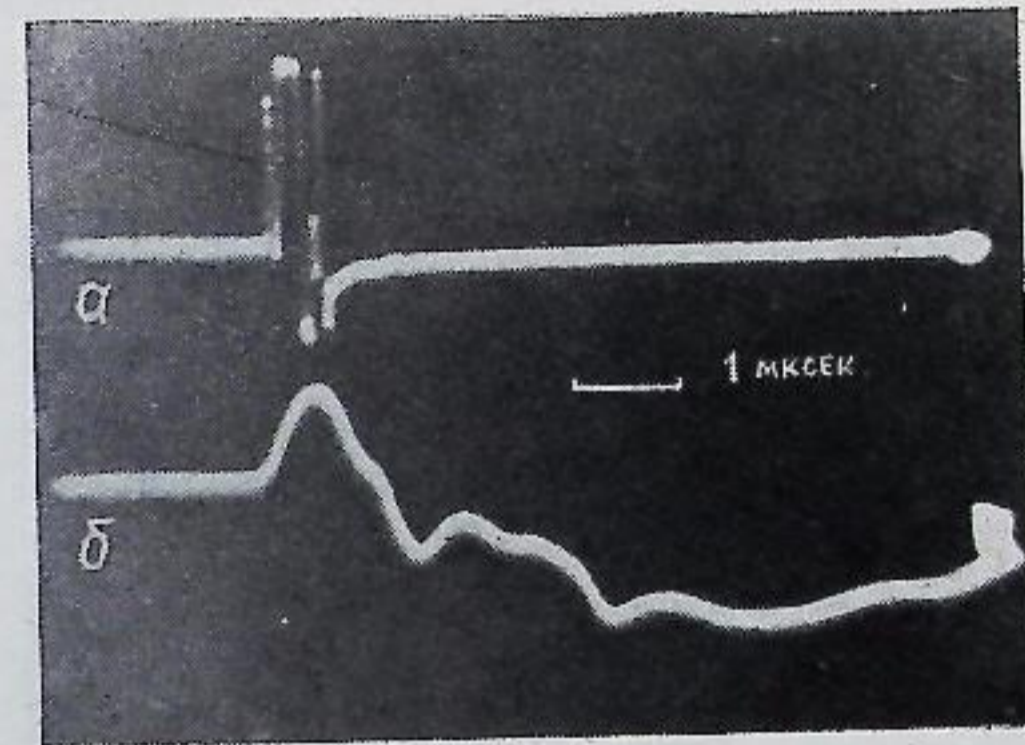


Рис. 5. Высокочастотное излучение, возникающее при генерировании и кумуляции ударной волны. а — высокочастотные шумы (8 мм); б — сигнал с магнитного зонда, расположенного внутри плазмы.

Осциллограмма сигнала, снятого со второго зонда, демонстрирует качественное изменение ситуации. Здесь видна четко сформированная уединенная ударная волна, имеющая полярность квазистационарного поля. Волна отщеплена от следующего за ней токового слоя. Аналогично предыдущему можно оценить параметры плазмы на этом участке пути. Однако здесь возникает затруднение, связанное с тем, что ширина токового слоя становится сравнимой с диаметром зонда, что приводит к кажущемуся затягиванию длительности слоя. Поэтому в приводимых ниже параметрах проводимость σ и температура T являются грубой оценкой их нижнего предела. Если $v_2 \approx 10^7 \text{ см/сек}$ и $\delta \lesssim 0,2 \text{ см}$, то $\sigma > 10^5 \text{ 1/ом} \cdot \text{м}$, а $T > 20 \text{ эв}$. Найденное значение v_2 уже заметно меньше расчетного значения, следующего из механической модели движущегося слоя. Это расхождение является естественным для момента времени, когда энергетическими потерями на нагрев плазмы и генерацию ударных волн нельзя пренебречь.

Таким образом, в течение первой четверти периода наблюдается движение токового слоя со скоростью порядка 10^7 см/сек , сопровождающееся нагревом плазмы и постепенным вытеснением поля во все более тонкую оболочку плазменного шнура. При достижении необходимой крутизны нарастания магнитного поля генерируется и уходит вперед ударная волна. С описанной картиной развития процесса хорошо согласуются фотографии разряда (рис. 2, 3). При этом следует отметить достаточно хорошую симметрию токового слоя на протяжении всего периода схлопывания и последующих стадий процесса. Возрастание толщины светлого кольца по мере движения к оси может быть связано с прогревом плазмы, движущейся вперед ударной волной, и отчасти с кривизной магнитного поршня вдоль оси витка в соответствии с геометрией поля.

Как видно из рис. 1а, токовый слой проходит глубже относительно положения второго зонда, следовательно, давление поля здесь еще не уравновешено давлением плазмы. Из условия $\beta = H^2/8\pi nkT \gg 1$ находим верхний предел значения температуры плазмы $T \leq 2$ кэв; $n \sim n_0/(r/r_0)^2 \sim 4 \cdot 10^{14}$ см⁻³ и $H \approx 2,5 \cdot 10^5$ а/м.

Таким образом, для приведенных начальных условий диаметр плазменного шнура к моменту первого максимума тока меньше 4 см. По-видимому, предельный диаметр должен отличаться от размеров, следующих из адиабатической схемы процесса, так как в эксперименте наблюдалась утечка частиц плазмы из-под витка вдоль оси системы.

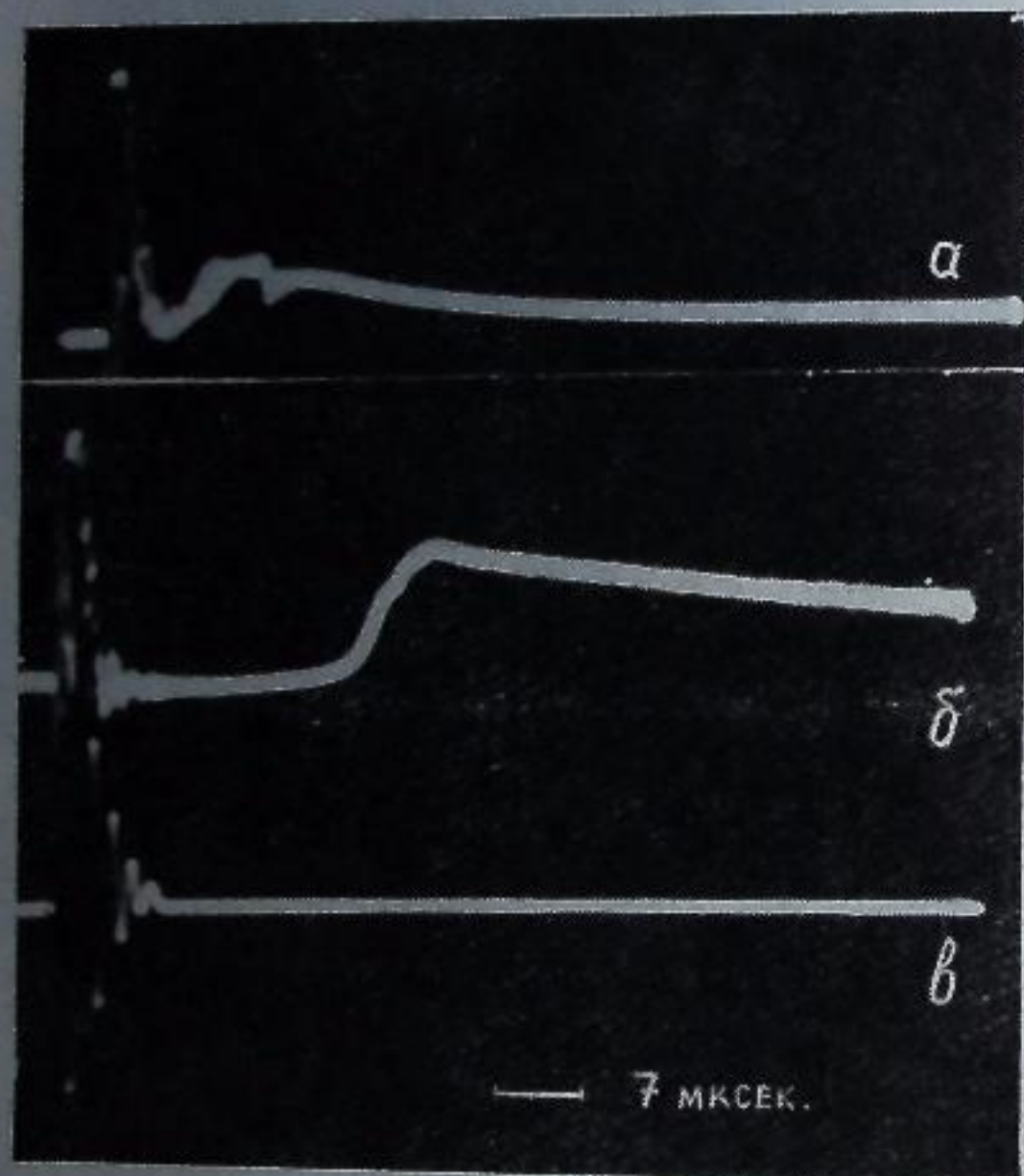


Рис. 6. Рентгеновское излучение. а — торцовое рентгеновское излучение; б — боковое рентгеновское излучение; в — ток в ударном витке.

На рис. 5 представлено шумовое излучение диапазона 8 мм из плазменного объема в центре витка. Излучение весьма интенсивно на первой четверти периода и не регистрируется (при выбранной чувствительности приемника) на последующих стадиях. Такое распределение интенсивности указывает, по-видимому, на резкое преобладание неравновесного шума. Это согласуется с характером процессов, протекающих на этой стадии: формированием бесстолкновительной ударной волны, связанной с быстрой раскачкой плазменных колебаний, и последующей кумуляцией вблизи оси ударной волны и цилиндрического токового слоя. Одновременно на сцинтилляционных датчиках регистрировалось γ -излучение. Датчики были установлены внутри трубы, вдоль и поперек ее оси, и закрыты медной фольгой. Результаты различных наблюдений позволяют утверждать, что импульс на торцовом датчике (рис. 6а) вызван главным образом торможением на фольге быстрых электронов, выходящих из плазменного шнура вдоль его оси. Оценка жесткости

γ -квантов показывает, что энергия электронов лежит в диапазоне $10 \div \pm 100$ кэв.

Дальнейшее развитие процесса на последующих полупериодах существенно зависит от эффекта, вызванного вмораживанием магнитного поля. В большинстве случаев мы наблюдали образование замкнутых силовых линий внутри плазмы. Поведение параметров плазмы в этом случае соответствует существованию в течение некоторого времени ловушки внутри объема.

Не вдаваясь в детали процесса захвата, можно указать, что ко 2—3-му полупериоду на 1-м и 2-м зондах (см. рис. 1) устанавливается встречное

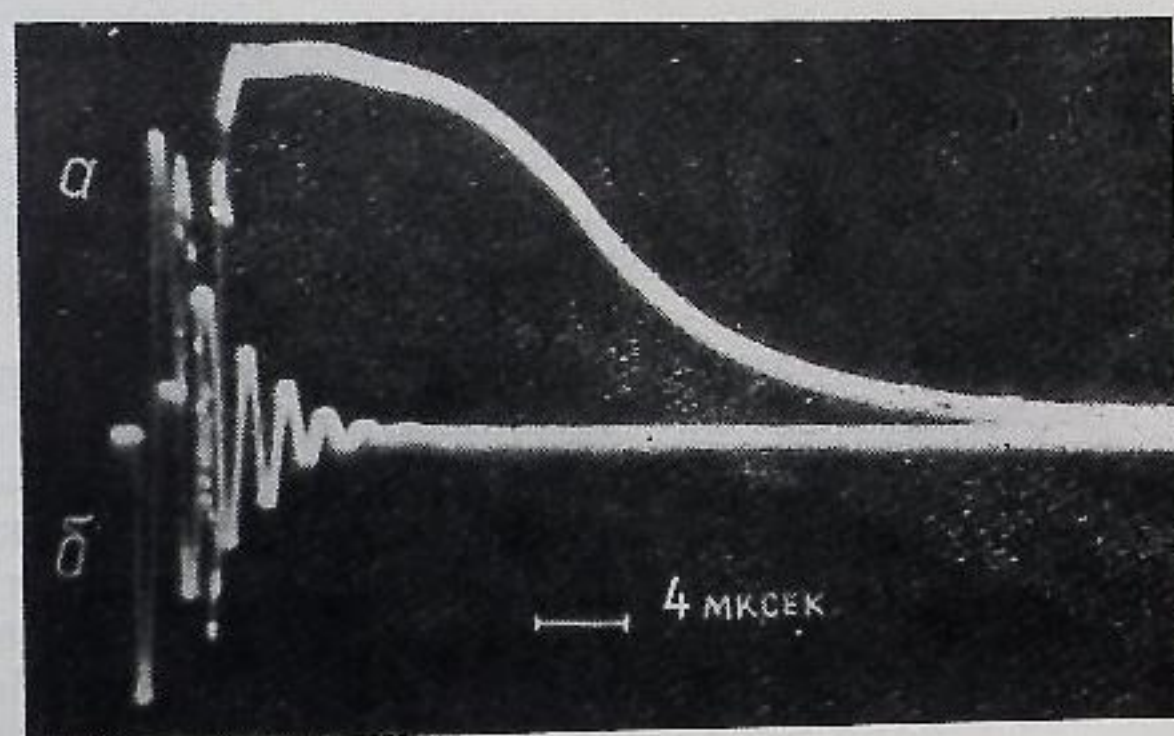


Рис. 7. Иллюстрация захвата магнитного поля. а — зонд расположен на расстоянии 3 см от стенки камеры; б — зонд расположен вне камеры под витком.

направление полей, не меняющих знак, хотя колебания тока в ударном витке еще не закончены. Образовавшаяся замкнутая конфигурация может существовать в течение времени, значительно превышающего полную длительность тока в ударном контуре (рис. 7а, б), т. е. в условиях, когда нет уравновешивающего давления внешнего поля. Объяснение этому факту следует искать в образовании цилиндрического слоя плазмы, прилегающего к стенке трубы и передающего ей давление захваченного магнитного поля (см. рис. 4 кадр б). Время существования поля в этом случае должно иметь порядок $t \sim t_s R/\delta$, где $t_s \sim 4\pi\sigma\delta^2/c^2$ — скин-слоевое время, δ — толщина пристеночного слоя, σ — проводимость слоя.

Проведенные оценки показывают, что наблюдающиеся в эксперименте значения t (несколько десятков мксек) соответствуют наличию слоя, толщина которого не превышает 1 см, а температура — нескольких электронвольт.

Используя изложенные представления о ловушке, удерживающей горячую плазму (ларморов радиус ионов ρ в этом случае определяется максимальным значением поля $H \approx 2,5 \cdot 10^5 - 4 \cdot 10^5$ а/м, создаваемым ударным витком, и при $\rho/R \sim 1$ соответствует энергии ионов порядка 2 кэв), можно объяснить ряд особенностей, сопровождающих процесс удержания.

В качестве примера на рис. 6б приведена временная зависимость γ -излучения, идущего на сцинтиллятор, ориентированный нормально

к боковой стенке трубы. Наиболее характерным здесь является наличие второго всплеска излучения, появляющегося значительно позже окончания тока в витке. Пауза в излучении имела длительность порядка нескольких десятков микросекунд, т. е. соответствовала измеренным длительностям существования захваченного поля. В соответствии с вышеизложенным можно считать, что вскоре после включения тока витка (1-й всплеск γ -излучения) горячая плазма оказывается в ловушке и удерживается в ней, не проявляя заметных признаков неустойчивости в поперечном направлении. 2-й всплеск излучения, видимо, связан с выходом плазмы на стенки трубы, так как в квазистационарном поле ($H_0 < 8 \cdot 10^4$ а/м) ларморов радиус ионов ($T \sim 1 \div 2$ кэВ) превышает радиус трубы.

Торцовый рентген (горячие электроны, выходящие из пробки, тормозились в медной фольге и давали излучение) регистрировался в основном именно в промежутки времени, когда боковое излучение практически отсутствовало. Это происходило, по-видимому, из-за возникновения аксиальной неустойчивости и нарушения адиабатичности в образовавшейся замкнутой ловушке.

Таким образом, общую картину поведения плазмы, сжимаемой быстро нарастающим магнитным полем (тэта-пинч), в наших опытах можно представить следующим образом. В первой четверти периода происходит образование четкого токового слоя, формирование и движение ударной волны с последующей кумуляцией ее на оси системы. Этот процесс сопровождается излучением высокочастотных колебаний и появлением рентгеновского излучения (как торцового, так и бокового). Затем после первой или второй стадии адиабатического сжатия в нуле тока происходят вторичной пробой у поверхности трубы (см. рис. 4 кадр 3), захват поля и образование ловушечной конфигурации. Горячая плазма с энергией в несколько киловольт удерживается в этой ловушке в течение десятка микросекунд слоем холодной плазмы, прилегающей к стенкам трубы. Разрушение ловушечной конфигурации и выход горячей плазмы на стенку сопровождается исчезновением захваченного магнитного поля и появлением интенсивного рентгеновского излучения (см. рис. 6б).

В настоящее время продолжают эксперименты по детальному исследованию описанных явлений.

Авторы благодарят академика Г. И. Будкера и члена-корреспондента АН СССР Р. З. Сагдеева за постоянный интерес и помощь в интерпретации эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. M. Little, W. E. Quinn, F. L. Ribe. Phys. Fluids, 1961, 5, 711.
2. N. Rostoker, A. C. Kolb. Phys. Rev., 1961, 134, 965.
3. H. A. Bodin, T. S. Green, G. B. F. Niblett, N. J. Peacock, L. M. P. Quinn, J. A. Reynolds. Nuclear Fusion, 1962, Supplement, pt. 2, 521.
4. G. Schmidt. Phys. Fluids, 1962, 6, 636.
5. И. Ф. Кварихава, К. Н. Кервалидзе, Ю. С. Гвалладзе, Б. Н. Капанадзе. Ядерный синтез, 1962, Дополнение, ч. 2, 533.
6. Р. З. Сагдеев. Коллективные процессы и ударные волны в разреженной плазме. (Препринт). Новосибирск, 1963.
7. А. М. Искольдский, Р. Х. Куртмуллаев, Ю. Е. Нестерихин, А. Г. Пономаренко. ЖЭТФ, 1964, 47, 2, 774.
8. Л. А. Арцимович. Управляемые термоядерные реакции, М., 1961.

SUMMARY

Preliminary results of investigations concerning the process of excitation of collisionless plasma shock waves are reported.

Data about the numerous effects in plasma placed in a magnetic field are obtained by means of optical magnetic measurements. It is shown, that the captured magnetic field can exist much longer than the duration of current in the shock circuit. It is believed that this can be explained by the formation of a cylindrical plasma layer.

Поступило 12 августа 1964 г.