



Ордена Ленина и ордена Октябрьской Революции

Институт атомной энергии

им. И. В. Курчатова

Ю.М. Горбулин, Д.М. Злотников,
И.А. Знаменская, Ю.Г. Калинин,
В.А. Скорюпин, А.Ю. Шашков

ИАЭ-4042/7

8485101-12

**ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИКИ ПЛАЗМЫ
В СИЛЬНОТОЧНОМ ДИОДЕ
(Теневые методы)**

Москва 1984

УДК 621.372

Ключевые слова: электронный ускоритель, диодная плазма, теневые методы, лазерное зондирование, торможение, ап-конверсия.

Теневыми методами исследована динамика разлета диодной плазмы ускорителя "Мираж". Диагностика включала лазерное зондирование диода в широком диапазоне длин волн ($0,266 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 5,23 \text{ мкм}$) с использованием различных оптических схем. Обнаружено торможение анодной плазмы в диодном промежутке, исследованы кинематические и динамические характеристики движения плазмы, определена температура анодной плазмы. Экспериментальные результаты сравниваются с расчетом для плоского слоя плазмы.

ВВЕДЕНИЕ

Теневые и шлирен-методы широко применяются в диагностике плазмы. В частности, в работах [1 – 3] теневые методы использовались для получения изображения диодной плазмы генераторов релятивистских электронных пучков (РЭП). Особенность настоящей работы, являющейся продолжением [2, 4, 5], в том, что последовательное использование различных оптических схем лазерного зондирования в широком диапазоне длин волн ($0,266 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 5,23 \text{ мкм}$) позволило не только получить качественную информацию о процессе разлета и конфигурации плазмы в диоде, но и определить температуру анодной плазмы, оценить величину магнитного поля в диоде и исследовать некоторые кинематические и динамические характеристики движения плазмы.

Эксперименты проводились на сильноточном ускорителе РЭП "Мираж" [6], имеющем в режиме фокусировки пучка напряжение 800 кВ, ток 200 кА при длительности импульса 60 нс [2]. Исследовался разлет танталовой анодной фольги толщиной 10 мкм под действием РЭП в диоде с "ангарским" [7] катодом диаметром 8 мм; начальная величина диодного зазора 2,8 мм.

АППАРАТУРА И ОПТИЧЕСКИЕ СХЕМЫ

Для зондирования диода в оптическом и ближнем ИК-диапазоне использовался лазер на алюмо-иттриевом гранате с неодимом ($\text{YAG} : \text{Nd}^{3+}$) на базе прибора ЛТИПЧ, работающий в режиме активной модуляции добротности. Электрооптический затвор запускался

синхроимпульсами от коммутирующего разрядника ускорителя через кабельную линию задержки. Это позволило подавать зондирующий пучок в диод в любой наперед заданный момент времени от начала тока в нем с точностью до 5 нс.

Частота излучения лазера умножалась в нелинейных кристаллах для получения второй и четвертой гармоник. На входе в диод эти пучки имели следующие параметры: основное излучение $\lambda_{\omega} = 1,06$ мкм, энергия ≤ 50 мДж, вторая гармоника $\lambda_{2\omega} = 0,532$ мкм, энергия ≤ 5 мДж, четвертая гармоника $\lambda_{4\omega} = 0,266$ мкм; расходимость пучков < 6 мрад. Длительность импульса 7 нс.

Пространственное разрешение регистрирующей системы определяется несколькими факторами [8]. При расходимости пучка $\alpha < 3(\lambda/L)^{1/2}$ разрешение $N_1 = (\lambda/L)^{-1/2}$. Здесь λ — длина зондирующей волны; L — продольный размер неоднородности. Разрешение также зависит от времени экспозиции τ и скорости движения элементов объекта v , в этом случае $N_2 = (\tau v)^{-1}$; наконец, может давать свой вклад величина разрешения приемника излучения N_3 .

В использовавшейся оптической системе на частотах ω , 2ω , 4ω величина N_1 составляла примерно 20, 30 и 40 штр./мм, разрешение пленок соответственно — 60, 120 и 120 штр./мм. При скоростях плазмы $v \geq 10^6$ см/с разрешение диагностической системы определялось в основном значением $N_2 \sim 4$ штр./мм.

ЗОНДИРОВАНИЕ ДИОДА НА ТРЕХ ДЛИНАХ ВОЛН С РАЗВЕРТКОЙ СВЕЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ

Схема эксперимента приведена на рис. 1. Кварцевая линза с фокусным расстоянием 60 см строила изображение диодного зазора на трех длинах волн с увеличением соответственно $1,9^{\times}$; $1,7^{\times}$; $1,7^{\times}$. Кварцевая призма разводила изображения в пространстве для регистрации их фотоаппаратами (здесь и далее в фотоаппаратах использовалась только камерная часть, объективом служила линза, строившая изображение диода). Аппараты были снабжены необходимыми наборами стеклянных и интерференционных фильтров. Для регистрации основной частоты использовалась фотопленка И-1030, для гармоник — КН-2. Кварцевая призма была выставлена по углу наименьшего отклонения для пучка 4ω ; дополнительное увеличение этой призмой изо-

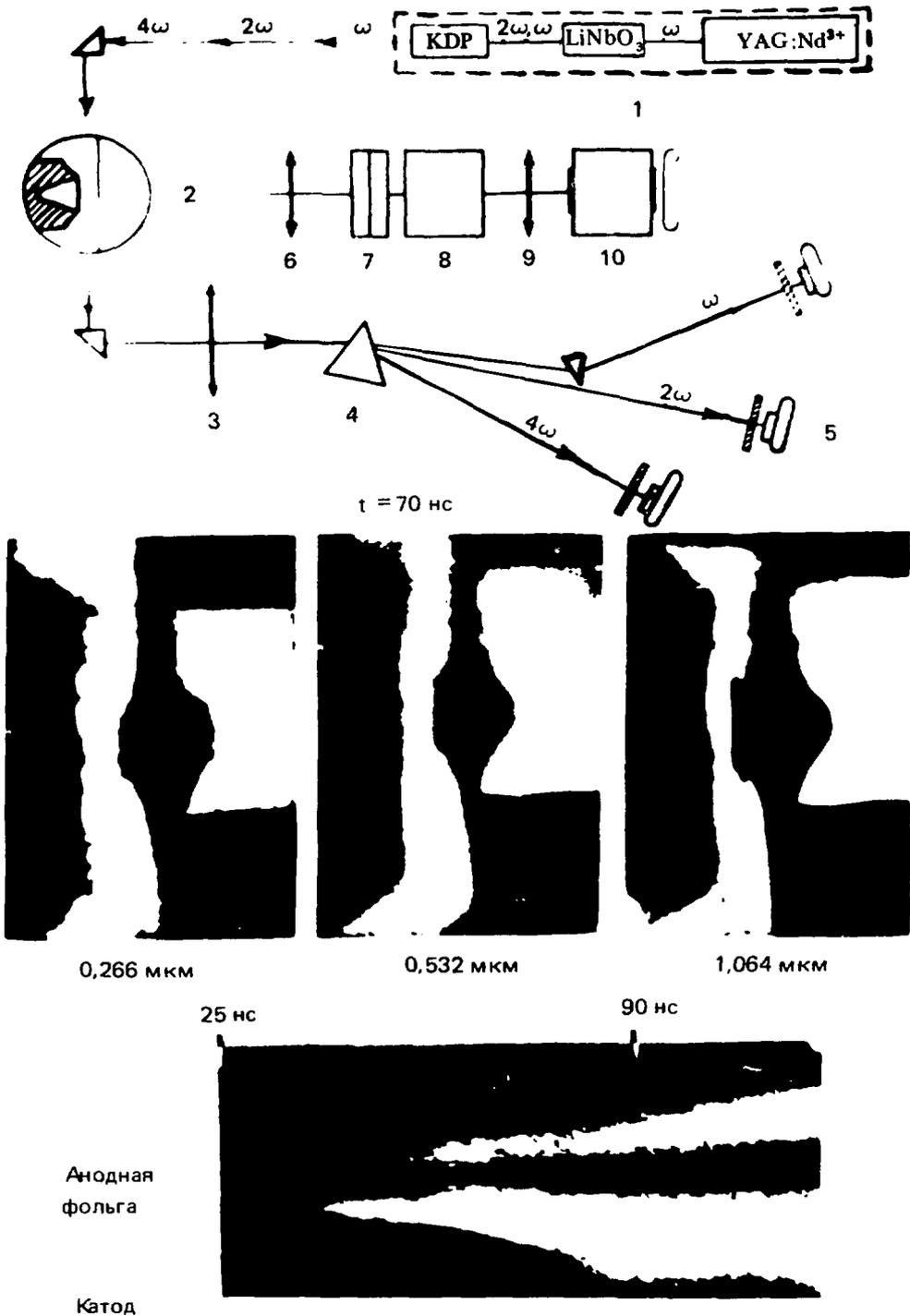


Рис. 1. Схема трехдлинноволнового зондирования и регистрации собственного свечения плазмы: 1 — лазер с умножителями частоты; 2 — диод; 3 — кварцевая линза; 4 — кварцевая призма; 5 — фотокамера; 6, 9 — объективы; 7 — поворотная призма; 8 — монохроматор; 10 — ЗОП

бражения в плоскости чертежа для других пучков учитывалось при обработке результатов. В фокусе линзы в пучке 4ω помещалась диафрагма диаметром 2 мм для улучшения качества изображения, она же являлась пространственным фильтром, ослабляющим паразитную засветку от плазмы.

Собственное свечение плазмы наблюдалось ортогонально к зондирующему лазерному лучу. Изображение диода объективом b со светосилой $1 : 90$ проецировалось на входную щель монохроматора МДР-2, причем призма 7 осуществляла поворот его на 90° , чтобы ось диода совпадала с вертикальной щелью. Объектив 9 переносил изображение выходной щели на фотокатод ЭОПа, она же являлась времяанализирующей щелью системы.

При используемых развертках и ширинах щели временное разрешение системы равнялось 2 нс при числе разрешаемых элементов объекта около 40. Монохроматор МДР-2 настраивался так, чтобы система регистрации не чувствовала рассеянный лазерный свет на длине волны второй гармоники, но была максимально близка к нему по спектру. Спектральная ширина пропускания монохроматора составляла $\sim 15 \text{ \AA}$.

Электронно-оптическая камера состояла из времяанализирующего каскада ПИМ-3 со стекловолоконной шайбой на выходе и состыкованного с ним усилителя яркости на микроканальной пластине (МКП). Развертка запускалась синхрои импульсами от коммутирующего разрядника ускорителя через линию задержки.

Была проведена абсолютная калибровка ЭОПа на длине волны второй гармоники.

Результаты теневой съемки и развертку свечения см. на рис. 1.

ТРЕХКАДРОВАЯ ТЕНЕВАЯ СЪЕМКА

Для исследования динамики разлета анодного и катодного плазменных факелов была собрана схема трехкадровой съемки (рис. 2) на второй гармонике описанного выше лазера. Система зеркал составляла линию оптических задержек, позволяя получить три фотографии процесса в диоде с интервалом 10 нс. Изображения зазора формировались линзой с фокусным расстоянием 57 см во всех трех пучках. Увеличение 2^x . На этом рисунке представлены теневые снимки плазмы.

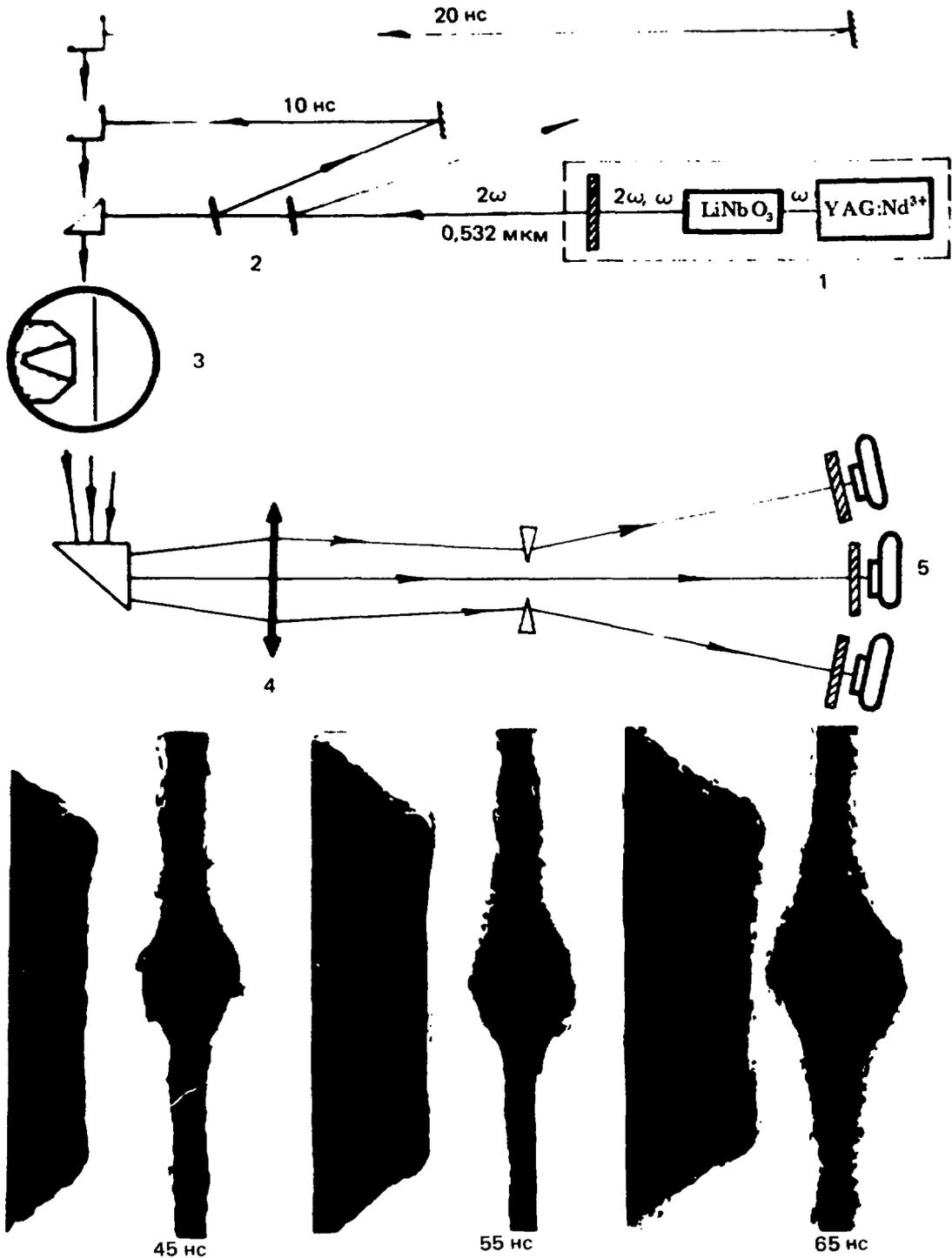


Рис. 2. Схема трехкадровой съемки: 1 — лазер с удвоителем частоты; 2 — система зеркал; 3 — диод; 4 — линза, формирующая изображение; 5 — фотокамера

КОМБИНИРОВАННАЯ ДВУХКАДРОВАЯ ШЛИРЕН- И ТЕНЕВАЯ СЪЕМКА ДИОДНОЙ ПЛАЗМЫ

Для увеличения чувствительности метода к плазме с меньшими концентрациями частиц и для уточнения причин появления тени на полученных теневых фотографиях была собрана схема двухкадровой (с интервалом 20 нс) комбинированной теневой и шлирен-съемки диода (рис. 3) на второй гармонике YAG : Nd³⁺-лазера.

Линза с фокусным расстоянием 57 см строила двухкратно увеличенное изображение объекта в обоих зондирующих пучках. Дели- тельная стеклянная пластина отражала 4% энергии зондирующих пуч- ков на фотоаппараты 6, регистрирующие теневые изображения плаз- мы. В фокусе линзы в обоих прошедших через пластину пучках бы- ли установлены шлирен-нити диаметром 0,8 мм, которые давали воз- можность визуализировать области с градиентом концентрации плазмы вдоль оси диода. Шлирен-изображения регистрировались аппаратами 5 на пленку типа РФ-3. На этом же рисунке показаны снимки, получен- ные в одном из экспериментов.

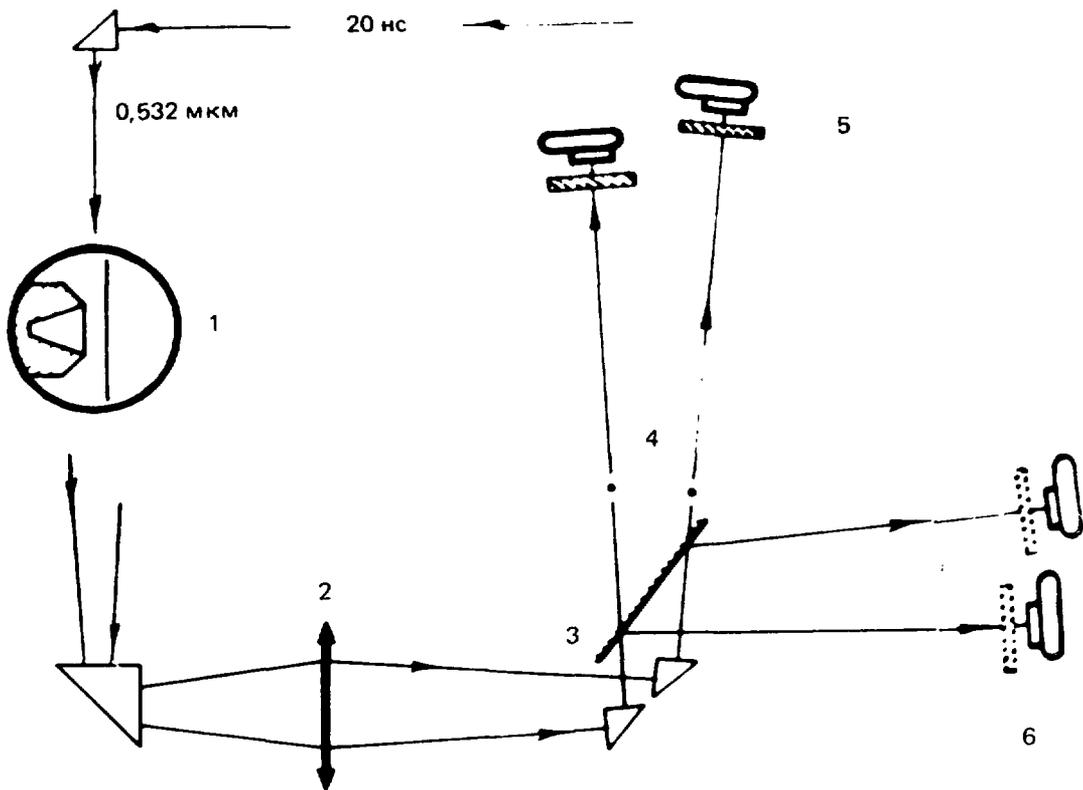
ЗОНДИРОВАНИЕ ДИОДА ИК-ИЗЛУЧЕНИЕМ

Большой интерес представляет исследование плазмы низкой плот- ности ($N_e \sim 10^{16} \div 10^{17}$), играющей важную роль в процессах, про- исходящих в диоде. Зондирование такой плазмы лазерным излучением требует перехода к инфракрасному диапазону длин волн (5 – 10 мкм). Это влечет за собой сложную задачу регистрации изображений в ИК- области спектра с наносекундным и более высоким временным раз- решением. Для ее решения было предложено [5] использовать эффект параметрического преобразования частоты вверх – “ап-конверсии” [10].

В предложенном методе ИК-сигнал (с частотой ω_2) смешивает- ся в нелинейной среде со вспомогательным излучением (накачкой с частотой $\omega_1 \gg \omega_2$), при этом в среде генерируется волна на суммар- ной или разностной частоте:

$$\omega_1 \pm \omega_2 = \omega_3 .$$

Это излучение несет в себе информацию, заложенную в частотной или пространственно-угловой структуре сигнала, и может быть зареги-



55 нс

75 нс

Рис. 3. Схема двухкадровой теневой и шпирен-съемки: 1 — диод; 2 — линза; 3 — делительная пластина; 4 — шпирен-нити; 5, 6 — фотокамеры

стрировано приемниками и анализаторами излучения видимой области, которые имеют значительные преимущества в чувствительности, временном, пространственном и спектральном разрешении по сравнению с соответствующими ИК-приборами.

Физической причиной такого параметрического процесса является нелинейная зависимость удельной поляризации среды от напряженности электрического поля. Генерация идет особенно интенсивно, если для взаимодействующих волн выполнено условие фазового синхронизма:

$$\vec{K}_1 + \vec{K}_2 = \vec{K}_3 .$$

Оно может выполняться, например, при распространении волн различной поляризации в двулучепреломляющих кристаллах. Интенсивность излучения на суммарной частоте при точной настройке на синхронизм равна

$$I_3 = \alpha I_1 I_2 l^2 ,$$

где $I_i = P_i/S_i$ — плотность мощности излучения, $i = 1, 2, 3$; l — длина на кристалла; α зависит от свойств нелинейной среды и от взаимодействующих частот.

Наиболее изученными и, по-видимому, наиболее подходящими для диагностики плазмы являются синтетические монокристаллы прустита (Ag_3AsS_3) и йодата лития ($LiJO_3$). Оба одноосные, отрицательные, допускают синхронные преобразования частот в своих областях прозрачности (0,64 — 13 мкм — прустит, 0,3 — 5,5 мкм — йодат лития). Для них отработаны методы выращивания и обработки элементов достаточных размеров и высокого оптического качества.

Для спектральных измерений в области 3 — 13 мкм могут оказаться полезными также титгаллаты серебра ($AgGaS_2$) и ртути ($HgGa_2S_4$) [11, 12].

Для визуализации ИК-изображений (которыми могут быть теневые или шпирен-фотографии либо интерференционные картины) использовалась схема, в которой это изображение строится внутри нелинейного кристалла или рядом с ним, здесь же располагается и изображение на суммарной частоте. Эта схема, подробно исследованная в [13], сохраняет информацию о расположении объектов на глубине, разрешение ее менее критично к расходимости накачки, неоднородностям кристалла и монохроматичности сигнала.

В таком методе преобразования изображений для взаимодействующей

щих в кристалле волн используется схема касательного синхронизма (рис. 4), настройка которого описана в [11].

В качестве источника ИК-излучения использовался лазер (рис. 5) на основе явления вынужденного излучения при многофотонном возбуждении атомов щелочных металлов [14]. Его рабочим элементом являлась стеклянная кювета длиной 20 см с сапфировыми окнами, содержащая насыщающие пары рубидия при температуре 300° С (плотность атомов $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$). Пары возбуждались лазером на красителе (ЛК) с перестраиваемой частотой. Перестройка его осуществлялась дифракционной решеткой типа эшеллетт 600 штр./мм, работающей в автоколлимационном режиме, мощность при этом достигала 0,5 МВт, длительность импульса 15 нс. Спектральная ширина линии генерации составляла 2 см^{-1} . ЛК возбуждался излучением рубинового лазера с модуляцией добротности затвором МДЭ-2, который был синхронизирован с ускорителем. Мощность рубинового лазера достигала 35 МВт, длительность импульса 20 нс.

Линза фокусировала это излучение в кювету ЛК, пучок которого телескопической системой направлялся в кювету с рубидием. Этот телескоп обеспечивал интенсивность пучка ЛК в кювете до 50 МВт/см^2 .

При настройке частоты генерации ЛК ω_1 в резонанс с частотой двухфотонного перехода $5^2 S_{1/2} - 5^2 D_{5/2}$ (рис. 6) атома рубидия происходило эффективное двухфотонное поглощение излучения ЛК. В результате создавалась инверсная заселенность уровня $5^2 D_{5/2}$ по отношению к уровню $6^2 P_{3/2}$ и вынужденный переход $5^2 D_{5/2} - 6^2 P_{3/2}$ приводил к генерации когерентного излучения на длине волны $\lambda = 5,23 \text{ мкм}$ с мощностью до 5 кВт и длительностью импульса $\sim 5 \text{ нс}$. Это излучение $\omega_{\text{ИК}}$ сопровождалось появлением интенсивного фиолетового излучения на частоте $\omega_{\text{Ф}}$ ($\lambda = 0,420 \text{ мкм}$), являющегося следствием четырехфотонного параметрического процесса, идущего по схеме

$$2\omega_1 \rightarrow \omega_{\text{ИК}} + \omega_{\text{Ф}}.$$

Излучение, выходящее из кюветы (см. рис. 5) телескопической системой 10, 11 направлялось в диод ускорителя. Следует отметить, что ИК-излучение сохраняет исходную линейную поляризацию рубинового лазера.

Треть мощности рубинового лазера отводилась зеркалом, и телескоп из линз 2, 5 формировал пучок с расходимостью 1,2 мрад и ин-

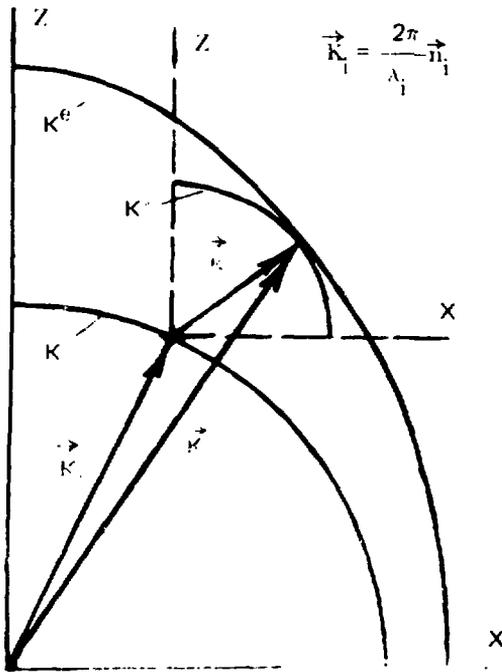


Рис. 4. Схема касательного синхронизма одноосного отрицательного кристалла; сигнал и накачка — обыкновенные, а их сумма — необыкновенная волна. Z — оптическая ось, K_1^o , K_2^o , K^e — поверхности волновых векторов для взаимодействующих частот; \vec{K}_1 , \vec{K}_2 , \vec{K}_3 — волновые векторы

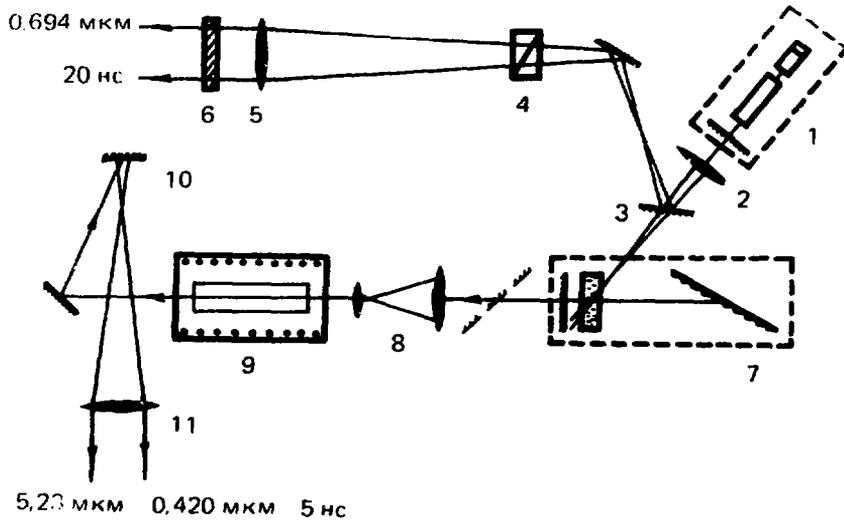


Рис. 5. Схема лазера на парах рубидия: 1 — рубиновый лазер; 2, 5 — линза; 3 — делительное зеркало; 4 — призма Глана, 6 — фильтр КС-18; 7 — лазер на красителе; 8 — телескоп; 9 — кювета с парами рубидия; 10 — сферическое зеркало; 11 — линза из ВаГ

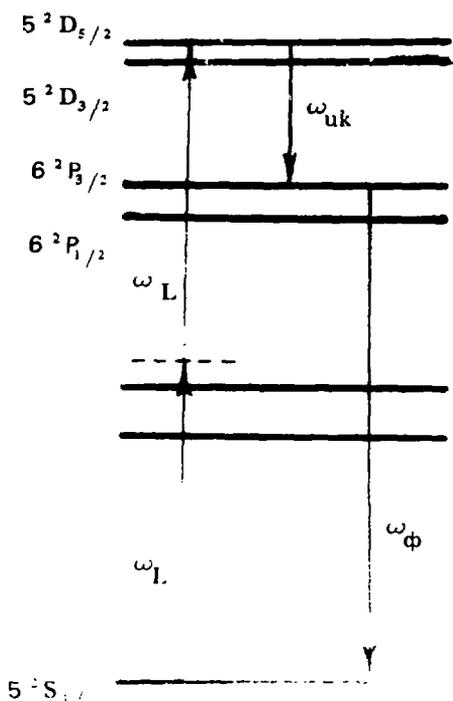


Рис. 6. Схема переходов в атоме рубидия.

интенсивностью $0,1 \text{ МВт/см}^2$ для накачки нелинейного кристалла. Призма Глана поляризовала фоновое излучение импульсных ламп и флуоресценции рубина параллельно плоскости поляризации вынужденного излучения. Фильтр КС-18 снижал уровень паразитной засветки.

Визуализация ИК-изображения осуществлялась в кристалле LiIO_3 на суммарной частоте ($\lambda_s = 0,613 \text{ мкм}$). Кристалл был ориентирован так, что накачка и сигнал являлись обыкновенными, а их сумма — необыкновенной волной (взаимодействие ооо, касательный синхронизм). Угол зрения по сигналу достигал 2° .

Квантовая эффективность преобразования при используемых параметрах пучка накачки составляла 10^{-5} и может быть существенно уве-

личена, так как пороговая интенсивность оптического пробоя йодата лития составляет 100 МВт/см^2 . Разрешающая способность преобразователя составляла 9 штр./мм и близка к расчетной.

Изображение диодного зазора (рис. 7) строилось линзой из BaF_2 в кристалле сечением $25 \times 25 \text{ мм}^2$ и толщиной 10 мм. Кремниевая пластина фильтровала ИК-сигнал от излучения диодной плазмы, сводила взаимодействующие пучки и отводила на отдельный приемник излучение $\lambda = 0,420 \text{ мкм}$. Объектив переносил изображение на суммарной частоте на фотокатод ЭОПа, работающего в режиме усилителя яркости. Призма Глана и интерференционные фильтры отсекали излучение накачки и фон импульсных ламп, выделяя ортогонально им поляризованное полезное излучение. Пропускание этих фильтров составляло 5%, подавление накачки происходило с кратностью $\sim 10^{12}$. Призма 7, кроме того, отводила "отработавшую" накачку на ФЭК для временной привязки к исследуемому процессу.

Теневые фотографии диодной плазмы приведены на рис. 8. Пунктиром показано исходное положение катода и анодной фольги (рис. 8,а,

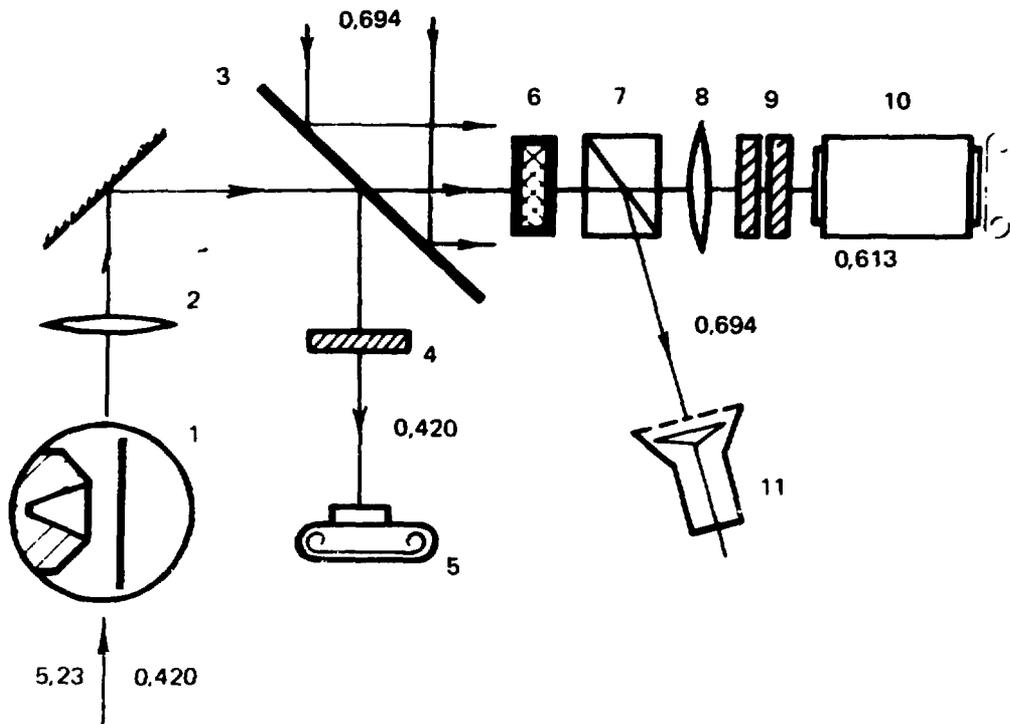


Рис. 7. Схема визуализации инфракрасного изображения: 1 — диод; 2 — линза из BaF₂; 3 — кремниевая пластина; 4 — фильтр; 5 — фотокамера; 6 — нелинейный кристалл; 7 — призма Глана; 8 — объектив; 9 — интерференционные фильтры; 10 — ЗОП; 11 — ФЭК

поз. 1). На рис. 8,а, поз. 2 зарегистрирован разлет диодной плазмы спустя 5 нс от начала тока, на рис. 8,а, поз. 3 — спустя 40 нс от начала тока. Сравнение с теневыми фотографиями в видимой области спектра при той же задержке (рис. 8,б, $\lambda = 0,532$ мкм, 40 нс от начала тока) показывает, что разлет плазмы меньшей концентрации происходит значительно раньше.

Появление тени на полученных фотографиях может быть вызвано несколькими причинами:

- "отсечкой" сигнала в плазме при $\omega_2 < \omega_{pe}$ ($\omega_{pe} = \sqrt{4\pi e^2 Ne/m}$ — электронная плазменная частота), тогда концентрация плазмы в области тени $N_e > 4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$;

- рефракцией излучения на угол, больший, чем половина угловой ширины синхронизма ($\sim 1^\circ$); в этом случае при наших характерных размерах объекта концентрация должна быть $N_e > 10^{18} \text{ см}^{-3}$;

- вращением плоскости поляризации сигнала магнитными полями; при реально достижимых плотностях тока ускорителя концентрация плазмы $N_e > 10^{18} \text{ см}^{-3}$;

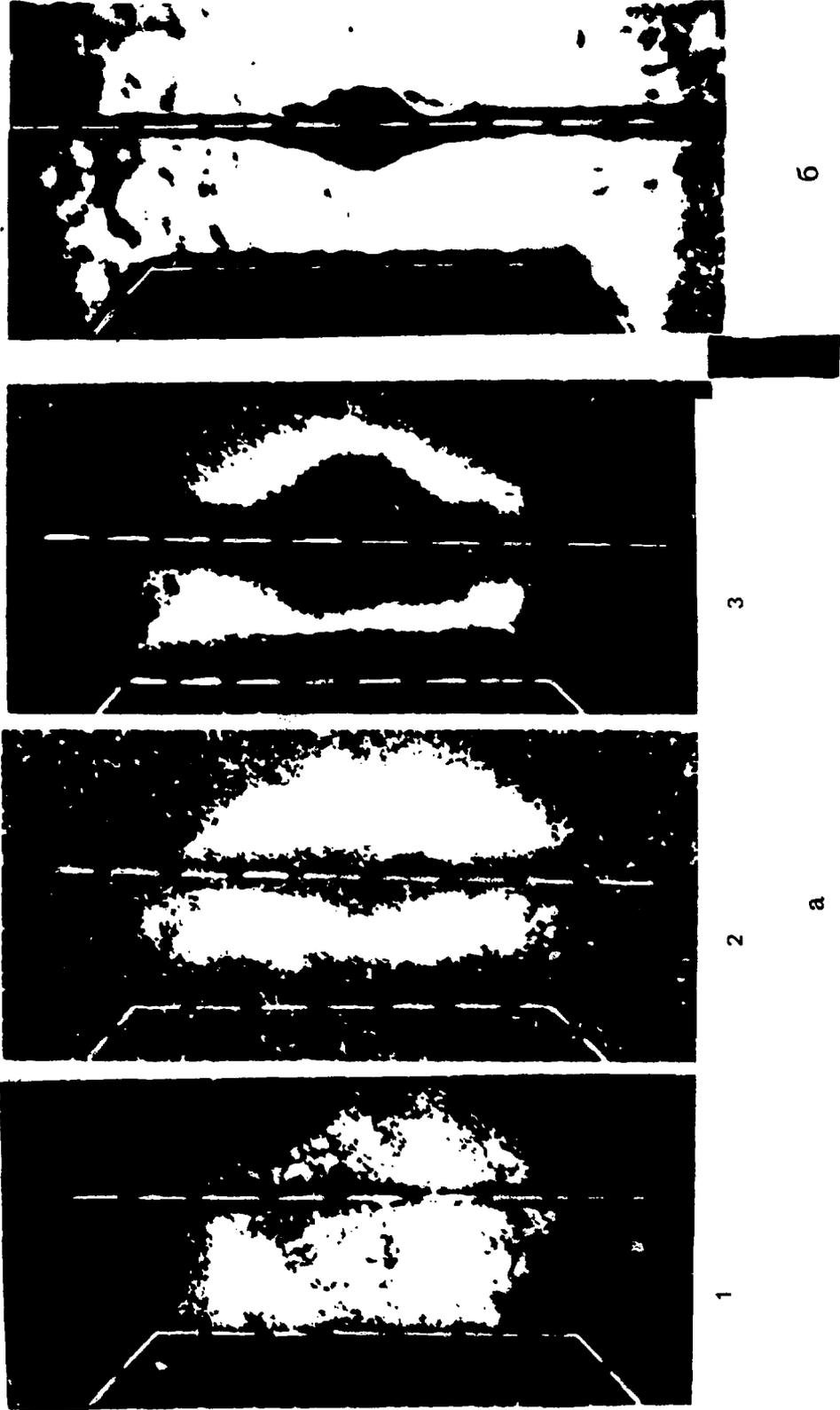


Рис. 8. Теневые фотографии диода на $\lambda = 5,23$ мкм (а) и $\lambda = 0,532$ мкм (б)

– обратным тормозным поглощением в плазме, для этой длины волны оно происходит при $N_e > 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Видно, что действие последнего механизма наступает при меньших концентрациях, а это дает основание считать, что концентрация плазмы на границе тени $N_e \sim 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И КОНЦЕНТРАЦИИ ПЛАЗМЫ

Совместная обработка результатов измерения абсолютной интенсивности свечения плазмы и ее коэффициента поглощения на одной и той же длине волны дала возможность оценить температуру диодной плазмы.

Пусть известны абсолютная интенсивность излучения $B_\lambda(x)$ (x – координата вдоль оси диода) на некоторой длине волны и коэффициент поглощения $K_\lambda(x)$ на этой же длине волны. Тогда

$$\frac{B_\lambda(x)}{K_\lambda(x)} = I_\lambda(T(x)), \quad (1)$$

где I_λ – спектральная яркость излучения черного тела на этой же длине волны. Это соотношение дает возможность определить излучательную температуру плазмы, причем в области, где $K_\lambda = 1$ будет получена поверхностная температура, которая должна соответствовать ВУФ-температуре и быть несколько меньше последней.

Следует отметить, что определенная таким образом величина соответствует температуре плазмы при выполнении двух условий:

- излучение из плазмы не является надтепловым;
- изображение тени на фотографиях получено за счет поглощения лазерного излучения в плазме (независимо от его механизма) лишь бы это было “истинное” поглощение, а не кажущееся ослабление за счет рефракции зондирующего луча.

Ниже будет показано, что границей поглощения излучения с $\lambda = 0,532 \text{ мкм}$ является область с ионной концентрацией $10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Значение характерных плазменных частот для таких концентраций ($f_{p1} \sim 2 \cdot 10^{13}$) много меньше частоты регистрируемого излучения для данной ($f_{p1} \sim 6 \cdot 10^{14}$). Таким образом, надтепловой характер этого излучения маловероятен в условиях ионизационного равновесия.

Действительно, для квантов с энергией, меньшей температуры плазмы, поглощение носит обратный тормозной характер. Его спектральный коэффициент при $\lambda = 0,532$ мкм [15]

$$\alpha_e = \frac{\omega^{-38} Z^3 N_i^2}{\sqrt{T}}$$

Если использовать зависимость кратности ионизации $Z(T)$ для модели коронального равновесия [16], то для танталовой плазмы полная концентрация в области, где $K_\lambda(x) < 1$, выражается следующим образом

$$N_i = 3,4 \cdot 10^{18} \sqrt{\frac{\ln(1/1 - K)}{LT}}, \quad (2)$$

где L — эффективный размер плазмы вдоль зондирующего луча. Для танталовой плазмы с $T \sim 20$ эВ при $K_\lambda \sim 0,5$ это дает значение $N_i \sim 2 \cdot 10^{18}$ см⁻³. Следует заметить, что ионизационное равновесие устанавливается за время $\tau \sim 10^{12}/N_e$ [17], что для периферийных областей существенно больше характерных времен исследуемых процессов. Следовательно, ионизационное состояние плазмы в областях $K_\lambda < 1$ должно отличаться от равновесного. В процессе нагрева и разлета анодной плазмы плотность ее снижается. Это приводит к тому, что эффективный заряд "замораживается", т.е. соответствует ионизационному состоянию в более ранний момент времени, когда температура меньше, а плотность больше. Поэтому $Z_{\text{эф}}$ будет меньше значения, вычисленного для модели коронального равновесия, и соотношение (2) дает заниженное значение плотности ионов. Однако это не может существенно изменить N_i , так как $1 < Z_{\text{эф}} < Z_{\text{равн}} \sim 10$ — неопределенность в оценке N_i менее одного порядка, и в наших условиях $2 \cdot 10^{18} < N_i < 10^{19}$.

Использование трехдлинноволнового зондирования позволило независимым образом проверить механизм поглощения лазерного излучения. Действительно, спектральный коэффициент поглощения имеет минимум при частоте $h\nu_{\text{min}} \sim I/3$ (I — потенциал ионизации). Для частот меньших ν_{min} коэффициент поглощения растет с уменьшением частоты. Поэтому изображение, полученное в более коротковолновом излучении, будет меньше, чем в длинноволновом. При очень малых температурах плазмы (например, в случае плохой фокусировки пучка или при наличии в плазме большого количества нейтралов) минимум кривой поглощения находится вблизи частот излучения лазера. Поэто-

му монотонная зависимость размера тени от длины волны может не наблюдаться, что и было зарегистрировано для заднего фронта плазмы в некоторых экспериментах. Обсудим возможность получения тени на фотографиях за счет рефракции зондирующего луча ($\lambda = 0,532$ мкм).

Теневое изображение плазмы за счет рефракции возможно при данной оптической схеме (с использованием линзы) при условии

$$\epsilon > \alpha,$$

где ϵ — угол рефракции излучения на неоднородности; α — апертура линзы.

Используя известное соотношение, связывающее угол отклонения ϵ с градиентом электронной концентрации [18]

$$\nabla N = - \frac{\epsilon}{4,46 \cdot 10^{-14} \lambda^2 L} \quad (3)$$

получим, что такая возможность существует при $N_e > 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ($N_i > 10^{19} \text{ см}^{-3}$), т.е. обратное тормозное поглощение наступает при меньших концентрациях.

Для выяснения возможности получения тени за счет рефракции были также проведены контрольные эксперименты для $\lambda = 0,532$ мкм:

- осуществлялась одновременная съемка по двум каналам с разной апертурой зондирующего пучка (в фокусе линзы помещались диафрагмы разного диаметра). Эксперименты показали, что размер области сплошного почернения пленки — с монотонным ходом почернения на границах — не менялся в зависимости от апертуры;

- в опытах с одновременной регистрацией изображения тенью и шпирен-методами области градиентов концентрации на шпирен-снимках, обусловленные рефракцией зондирующего излучения, не перекрывают область "сплошной" тени на теневых снимках, а с хорошей точностью огибают ее контур (см. рис. 3).

Таким образом, область "сплошной" тени на теневых снимках ($\lambda = 0,532$ мкм) является областью поглощения лазерного излучения. Излучение плазмы, распространяющейся вдоль оси диода, измерялось по фоторазверткам собственного свечения на той же длине волны. Результаты измерения распределения температуры вдоль оси диода с использованием соотношения (1) представлены на рис. 9. Температура значительно возрастает в периферийной области плазмы, летящей в диод. Следует отметить, что вне области поглощения наблюдались

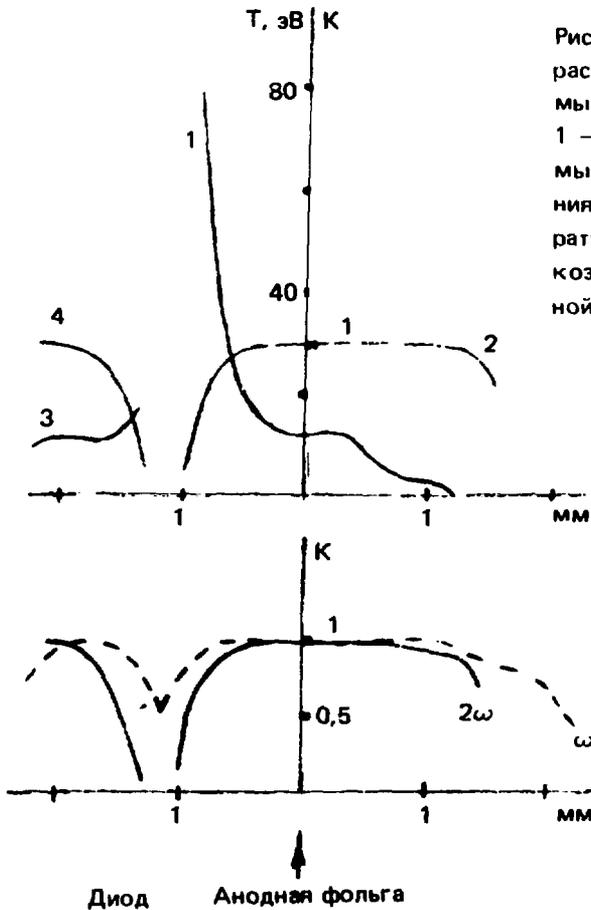


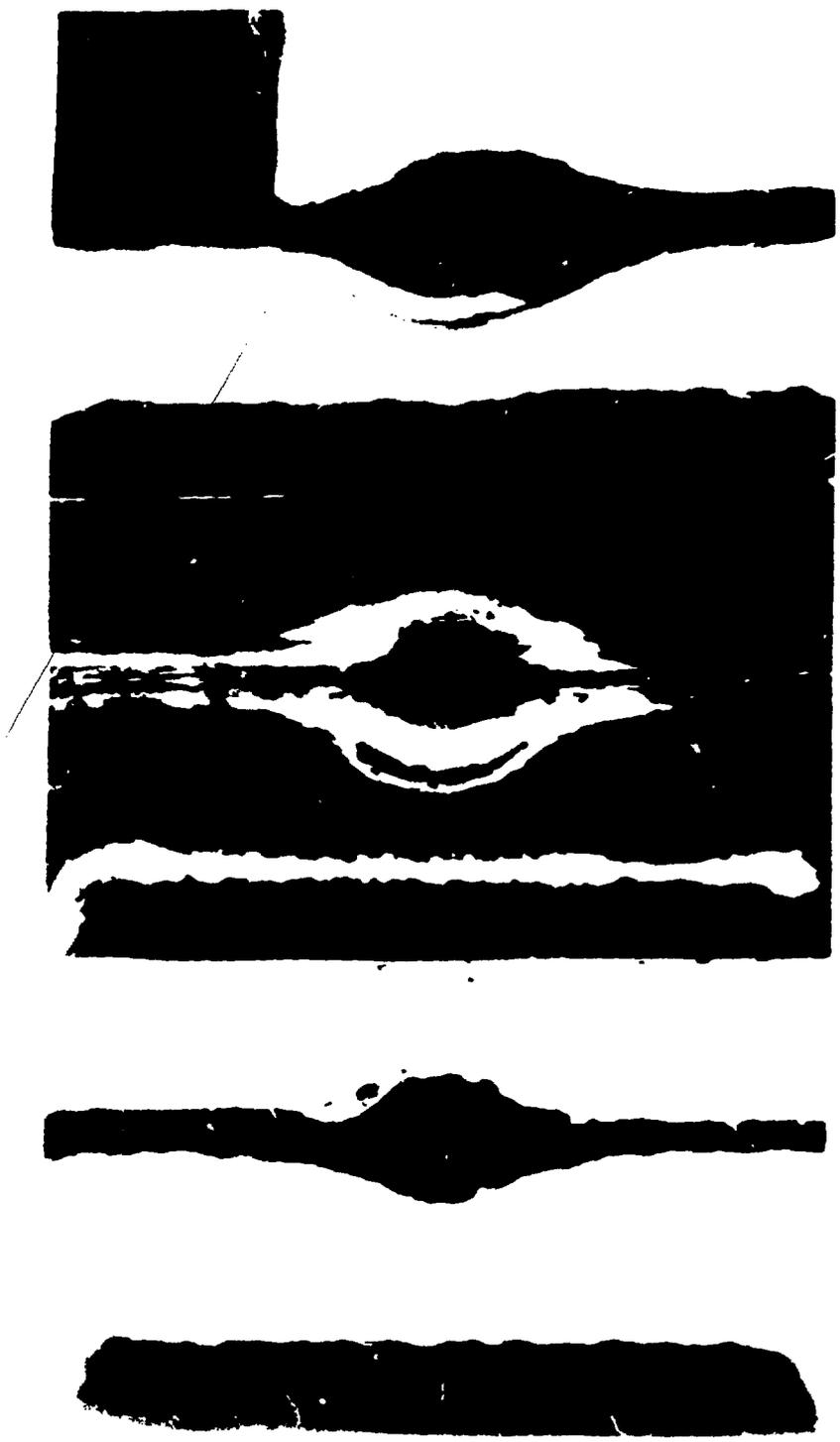
Рис. 9. Ход коэффициента K и распределение температуры плазмы в зазоре диода, $t = 60$ нс: 1 — температура анодной плазмы; 2 — коэффициент поглощения анодной плазмы; 3 — температура катодной плазмы; 4 — коэффициент поглощения катодной плазмы

возмущения с характерным размером вдоль оси диода 10^{-2} см, визуализация которых обусловлена рефракцией зондирующего излучения. На длине волны $\lambda = 0,532$ мкм их изображение регистрируется шлирен-методом и не регистрируется теньвым (рис. 10), из чего следует, что рефрагировавший на неоднородности луч не вышел из апертуры линзы:

$$\epsilon_{2\omega} < \alpha. \quad (4)$$

На длине волны зондирующего излучения $\lambda = 1,06$ мкм аналогичные изображения фронта возмущения в тот же момент времени (45 нс от начала тока) получены теньвым методом, что при использовавшейся оптической схеме означает:

$$\epsilon_{\omega} > \alpha. \quad (5)$$



1 2 3

Рис. 10. Разлет плазмы анодной фольги к моменту $t = 45$ нс: 1, 2 — теневая и штрих-фотографии на длине волны $0,532$ мкм; 3 — теневая фотография на длине волны $1,064$ мкм

Используя соотношение (3), получим оценку значения концентрации электронов плазмы в возмущении ($\Delta x = 10^{-2}$ см, $L \sim 0,1$ см), из (4) – оценку снизу: $N_e > 5 \cdot 10^{18}$, из соотношения (5) – оценку сверху $N_e < 2 \cdot 10^{19}$. Таким образом, значение концентрации на фронте возмущения можно оценить как

$$5 \cdot 10^{18} < N_e < 2 \cdot 10^{19}.$$

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ РАЗЛЕТА ПЛАЗМЫ

Использование схемы теневой съемки с линией оптических задержек, а также зондирование диода в широком диапазоне длин волн лазерного излучения позволило исследовать динамику движения анодной плазмы. Последовательное заполнение диодного промежутка плазмой различной плотности можно проследить по рис. 11. Представлена зависимость величины диодного зазора (не заполненного плазмой, вдоль оси диода) от времени. Значения d определялись по теневым снимкам для всех четырех использовавшихся при зондировании длин волн.

На рис. 12 приведен график скорости движения границы анодной плазмы с концентрацией $N_i \sim 10^{18} \div 10^{19}$ на оси диода в зависимости от времени. Значения скорости найдены из покадровой теневой съемки на длине волны 0,532 мкм; усреднение по времени (интервал между кадрами) составляло 10 нс. Пунктиром здесь и ниже соединены точки, полученные в одном эксперименте.

Нагрев анодной фольги электронным пучком приводит к ее разлету, который регистрируется на данной длине волны зондирующего излучения, начиная с тридцатой наносекунды от начала тока. В этот момент времени передняя (летающая к катоду) граница плазмы имеет скорость $4 \cdot 10^6$ см·с⁻¹, а затем она замедляется. Скорость ее к 55 нс падает более чем на порядок. После 55 – 60 нс скорость переднего фронта возрастает за время, меньшее временного разрешения регистрирующей системы, и остается постоянной. В этот момент времени пучок расфокусируется [21] и появляются колебания тока, текущего через диод. Задняя граница плазмы (летающая за анод) имеет ускорение, близкое по значению к ускорению передней границы ($2 \cdot 10^{14}$ см/с²), причем к 60 нс граница плазмы ускоряется до

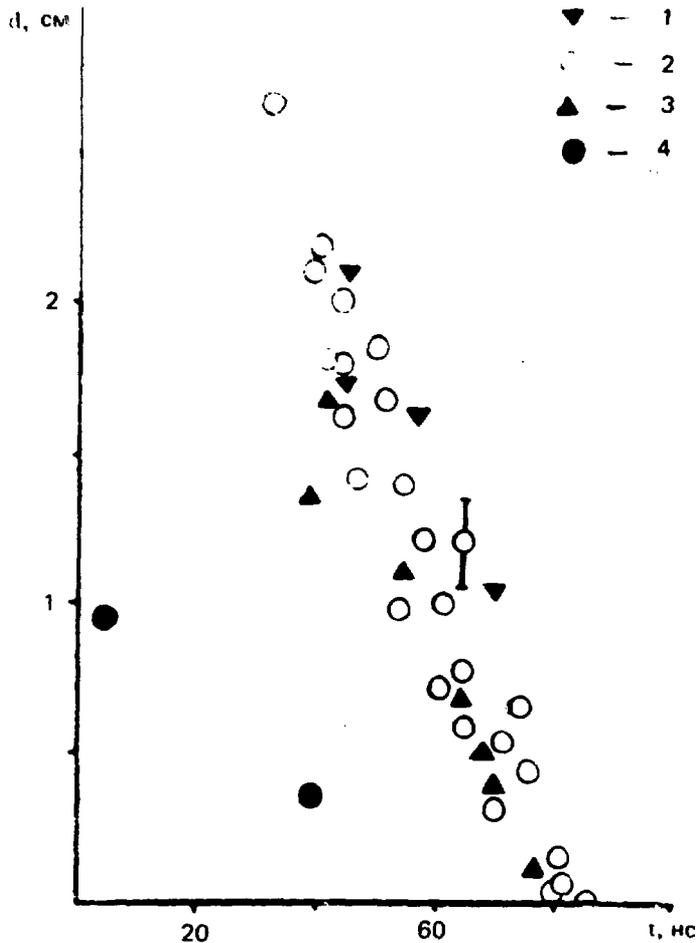


Рис. 11. Зависимость величины диодного зазора d от времени по результатам пленочной съемки: 1 - $\lambda = 0,266$ мкм; 2 - $\lambda = 0,532$ мкм; 3 - $\lambda = 1,054$ мкм; 4 - $\lambda = 5,32$ мкм

$6 \cdot 10^8$ см/с, затем скачком падает и остается постоянной. Съемка на различных длинах волн показала, что торможение передней границы редкой плазмы происходит раньше, чем более плотной. Факт "остановки" переднего фронта плазмы с концентрацией $N_i \sim 10^{18}$ см $^{-3}$ подтверждается шпирен-снимком (см. рис. 10, поз. 2). Действительно, толщина фронта на снимке составляет 0,01 см. При использованной длительности импульса (~ 7 нс) такой фронт может быть зарегистрирован, если его скорость не превышает 10^8 см/с, так как пространственное разрешение составляет $(\tau v)^{-1}$ см $^{-1}$.

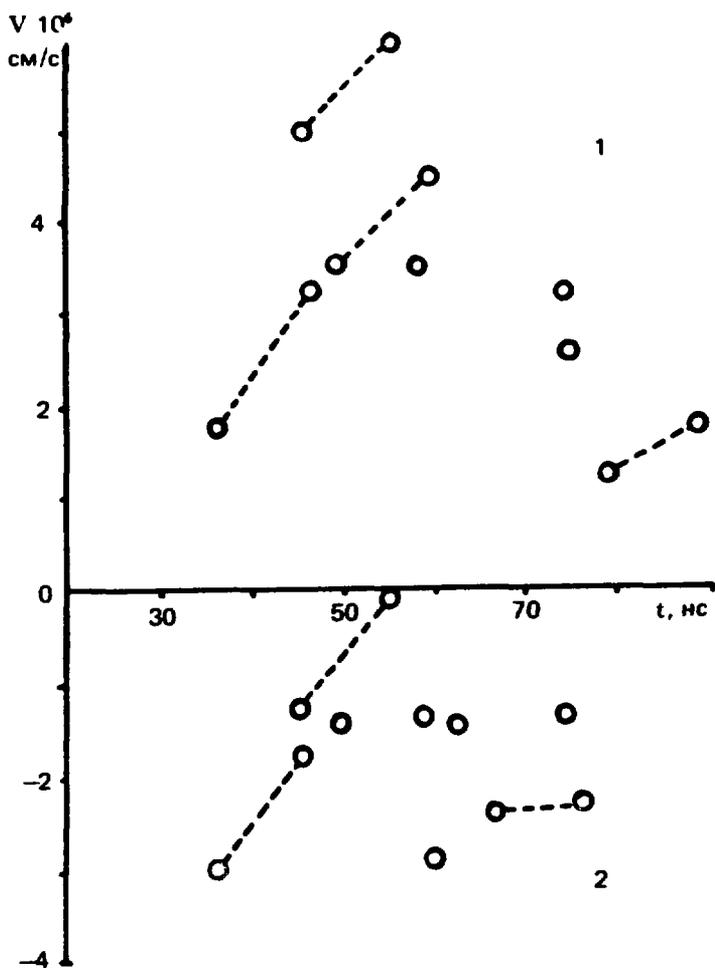


Рис. 12. Скорость v разлета границы анодной плазмы на оси диода в зависимости от времени ($N_i \sim 10^{18} - 10^{19}$): 1 — за анод; 2 — к катоду

Съемка на разных длинах волн показала также, что наиболее плотная анодная плазма, летящая к катоду, имеет форму, близкую к сферической. Проекция менее плотной плазмы на снимках имеет спрямленную и иногда вогнутую границу переднего фронта. Это может быть интерпретировано как наличие у анодной плазмы, летящей в диод, плоской или кратерообразной формы; последнее относится и к катодной плазме.

Было проведено численное моделирование процесса нагрева и разлета плазмы анодной фольги. Решалась система одномерных нестационарных уравнений магнитной гидродинамики в массовых координатах.

натах для плоского слоя плазмы [19]. Уравнение баланса энергии бралось в виде:

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} = -P \frac{\partial v}{\partial s} + \frac{iE}{n} + q(t),$$

$q(t)$ — мощность нагрева плазмы с учетом аномального энерговклада, рассчитанная на одну тяжелую частицу:

$$q(t) = \frac{1}{e} \frac{\partial \epsilon}{\partial x} j m_i K,$$

где j — плотность тока электронного пучка; $\partial \epsilon / \partial x$ — потери энергии электронного пучка, эВ·см²/г; m_i — масса иона; $K = 3/2 (1/I_A)$ — коэффициент аномальности. Использовалась полностью консервативная разностная схема [19]. Основное внимание при численном моделировании уделялось исследованию нагрева и разлета плазмы плотностью $10^{16} - 10^{19}$ см⁻³, играющей важную роль в процессах, протекающих в диоде, и детально изученной с помощью описанных выше методик. Для расширения диапазона исследуемых плотностей была использована неравномерная сетка по массовой переменной. Отношение максимальной плотности плазмы к минимальной превышало 10^4 .

Предполагалось, что пучок не изменял степени своей фокусировки при распространении в плазме анодной фольги. Электропроводность плазмы рассчитывалась по формулам для идеальной плазмы [20], а ионизационное состояние — по стационарной корональной модели [16]. Как указывалось выше, учет нестационарных эффектов в случае, когда характерное время установления ионизационного равновесия в корональной модели больше характерного времени процессов, возможен путем использования в расчете модели "замороженного" ионизационного состояния. Однако это приведет к заведомо заниженным значениям степени ионизации, тем более, что в области низкой плотности заметную роль играет ионизация электронным пучком. Поэтому было сделано допущение о стационарности в рамках корональной модели.

В расчете моделировался нагрев танталовой фольги (10 мкм). Использовалась эмпирическая зависимость тока пучка и энергии электронов от времени, а также экспериментально найденный средний размер фокального пятна [21]. Для моделирования вклада предимпульса в нагрев анодной плазмы предполагалось, что в течение 20 нс до начала основного импульса напряжения в анодную фольгу вкладыва-

ется начальная энергия 20 эВ на частицу. На рис. 13 приведен результат расчета распределения температуры по толщине плазмы для момента времени $t = 60$ нс. Следует иметь в виду, что сравнение расчета с приведенными экспериментальными данными имеет смысл только в области, где $K_\lambda < 1$, поскольку измерения распределения температуры описанной выше методикой соответствуют некоей средней по зондирующему лучу температуре только в этой области. Из рисунка видно, что температура возрастает на границе регистрируемой плазмы. Расчеты показывают, что это связано с омическим нагревом разреженной плазмы обратным током пучка. Нагрев приводит к резкому повышению проводимости в этой области, и, как следствие, появлению заметного скачка магнитного поля (см. рис. 13). Это вызывает торможение анодной плазмы. Значение скачка магнитного поля тока в диодном промежутке, согласно расчету, составляет $H > 2 \cdot 10^5$ Э; сделанные

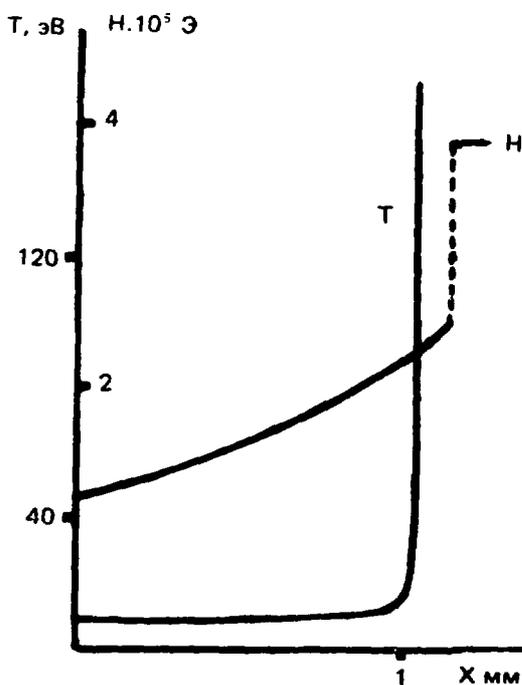


Рис. 13. Расчетный график распределения магнитного поля и температуры плазмы в диодном промежутке. --- — скачок магнитного поля на границе плазма — вакуум

ранее экспериментальные оценки дают значения $(2 - 8) \cdot 10^5$ Э [2].

Расчетный график скорости разлета представлен на рис. 14. При достижении током некоторой величины скорость разлета резко падает под действием магнитного поля пучка, причем граница плазмы начинает двигаться в обратную сторону — от катода. В реальном течении это может соответствовать тому, что, как отмечалось выше, в соответствующие моменты времени плазма имеет вогнутую границу. Следует отметить, что торможение более плотной плазмы менее значительно и происходит позже, чем более редкой.

Разница значений экспериментально найденного момента торможения анодной плазмы по сравнению с расчетным может быть связана с наличием на поверхности фольги небольшого количества

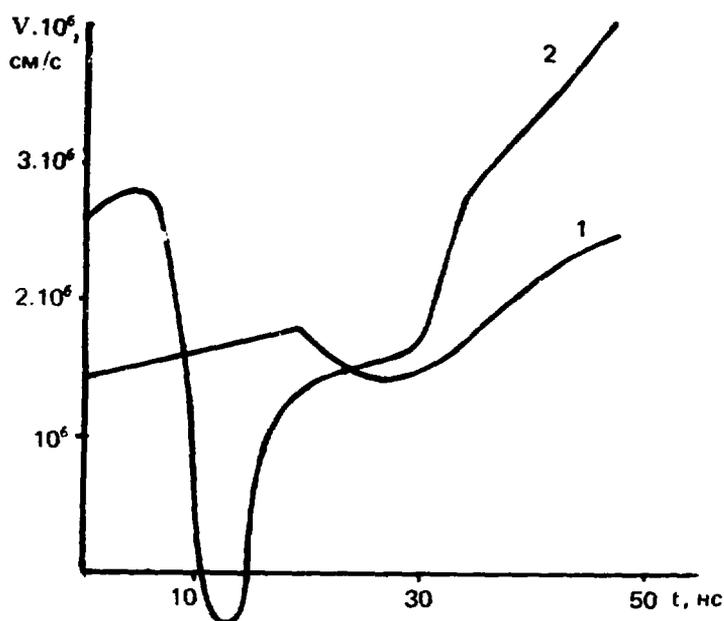


Рис. 14. Расчетный график скорости разлета анодной плазмы, летящей к катоду: 1 — скорость слоя плазмы с плотностью $N_e \sim 10^{19}$; 2 — скорость движения границы крайнего расчетного слоя

ва легких примесей (H_2 , O_2 , C), что приводит к увеличению начальной скорости периферийных слоев анодной плазмы.

Сравнение полученных результатов показывает, что имеет место качественное соответствие расчета и картины разлета, полученной из эксперимента. Количественные расхождения неизбежны и связаны, по видимому, прежде всего с описанными выше допущениями, сделанными при построении расчетной модели. Таким образом, собственное магнитное поле пучка существенно влияет на импеданс диода и фокусировку пучка. Торможение анодной плазмы полем увеличивает время до закорачивания диода; с другой стороны, движение анодной плазмы от катода, искривление рельефа ее границы может привести как к расфокусировке пучка, так и к перемещениям фокального пятна в плоскости, перпендикулярной оси пучка.

Теневые исследования диода ускорителя электронов позволило попутно отметить некоторые особенности возникновения и развития катодного факела. Зондирование на разных длинах волн подтвердило факт неравномерного поступления плазмы разной концентрации в ка-

тодный факел [22]. Разреженная плазма, регистрируемая на $\lambda = 5,23$ мкм ($N_i \sim 10^{16}$ см $^{-3}$), появляется на катоде до 5 нс от начала тока (~ 15 нс от подачи напряжения), причем к этому моменту размер катодного факела достигает 1 мм. Считая момент подачи напряжения началом разлета катодной плазмы, можно оценить минимальное значение средней скорости разлета как $7 \cdot 10^6$ см/с, что согласуется с расчетной оценкой и превышает полученные ранее экспериментальные значения [23]. Граница образованного разреженной плазмой катодного факела остается практически неподвижной, по крайней мере до 40 нс от начала тока. С $t \sim 30$ нс начинается разлет плазмы, регистрируемой на $\lambda = 0,532$ мкм (рис. 15). Плотная плазма сначала быстро расширяется до размера факела 0,3 мм, затем ее граница в течение 15 – 20 нс остается неподвижной. С 50 – 55 нс происходит перемещение границы к аноду со скоростью $4 \cdot 10^6$ см/с, при этом плотная плазма не догоняет периферийные области катодного факела, образованные редкой плазмой.

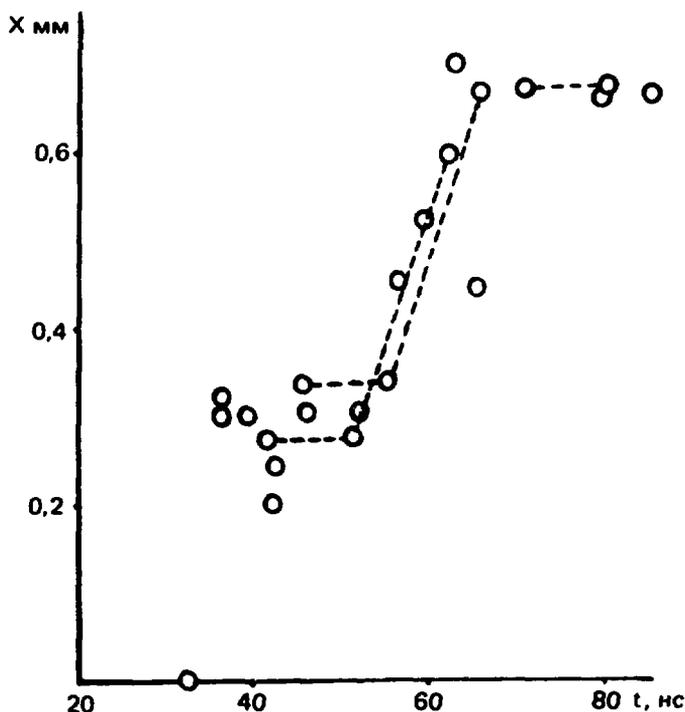


Рис. 15. Движение плотной плазмы катодного факела по результатам трехкадровой теневой съемки на $\lambda = 0,532$ мкм. --- — точки, полученные в одном эксперименте

Список литературы

1. Imasaki K. e.a. — *Phys. Rev. Let.*, 1979, v. 43, p. 1937.
2. Chickin R.V. e.a. Interaction of the Intense Focused REB with Dense Plasma. — In: Tenth Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics. — Moscow, 1981, p. F-26.
3. Смирнов В.П. и др. Исследование концентрации энергии на выходе генератора РЭП. — В кн.: 4-я Междунар. конф. по сверхмощным электронным и ионным пучкам. Палезо, Франция, 1981.
4. Горбулин Ю.М. и др. Лазерная диагностика плазмы анодной фольги, нагреваемой РЭП. — Докл. на III Всесоюзн. совещ. по диагностике высокотемпературной плазмы. — Дубна, 1983, с. 46.
5. Горбулин Ю.М. и др. Заслуживание плазмы ИК-излучением с параметрическим преобразованием частоты вверх. — Там же, с. 141.
6. Горбулин Ю.М. и др. Сильноточный электронный ускоритель "Мираж". — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 1979, вып. 2(4), с. 84.
7. Афонин И.П. и др. Фокусировка мощного пучка в диоде и облучение мишени на установке "Ангара-1". — В кн.: Докл. Всесоюзн. конф. по инж. проблемам термоядерных реакторов. — Л., 1977, т. 2, с. 104.
8. Басов И.Г. и др. Нагрев и сжатие термоядерных мишеней, облучаемых лазером. — В кн.: Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника. — М., 1982, т. 26.
9. Коробкин В.В., Маляркин Л.П., Щелев Н.Я. — ПТЭ, 1965, № 4, с. 129.
10. Воронин Э.С., Стрижевский В.Л. Параметрическое преобразование инфракрасного излучения с повышением частоты и его применение. — УФН, 1979, т. 127, № 1, с. 99.
11. Воронин Э.С. и др. — Квантовая электроника, 1975, т. 2, № 5, с. 1090.
12. Комаров С.А., Мелешко А.Н., Плешанов С.А. и др. — Письма в ЖТФ, 1980, т. 6, вып. 4, с. 870.
13. Воронин Э.С. и др. — ЖЭТФ, 1970, т. 58, № 1, с. 51.
14. Королев Ф.А. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1978, т. 28, № 7, с. 453.
15. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Физматгиз, 1963, с. 213.

16. Mosher D. — *Phys. Rev.*, 1974, A 10, p 6.
17. Диагностика плазмы/Под ред. Р. Хаддлстоуна, С. Леонарда. — М.: Мир, 1967, с. 177.
18. Кругляков Э.П. Применение явлений оптической дисперсии и рефракции в диагностике плазмы. — В кн.: Диагностика плазмы, 1973, вып. 3.
19. Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные схемы газовой динамики. — М., 1975.
20. Вопросы теории плазмы/Под ред. М.А. Леонтовича, вып. 1. — М., 1963, с. 191.
21. Горбулин Ю.М. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1982, т. 35, вып. 8, с. 332.
22. Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. — УФН, 1983, т. 139, № 2, с. 265.
23. Баженов Г.П. и др. — ЖТФ, т. 10, № 10, с. 2086.

Редактор Л.И. Кирюхина
Технический редактор Н.И. Мазаева

Т-12090. 25.05.84. Формат 60x90/16. Уч.-изд. л. 1,5
Тираж 135. Индекс 3624. Заказ 2457

Отпечатано в ИАЗ

РУБРИКАТОР ПРЕПРИНТОВ ИАЭ

- 1. Общая, теоретическая и математическая физика**
- 2. Ядерная физика**

- 3. Общие проблемы ядерной энергетики**
- 4. Физика и техника ядерных реакторов**
- 5. Методы и программы расчета ядерных реакторов**

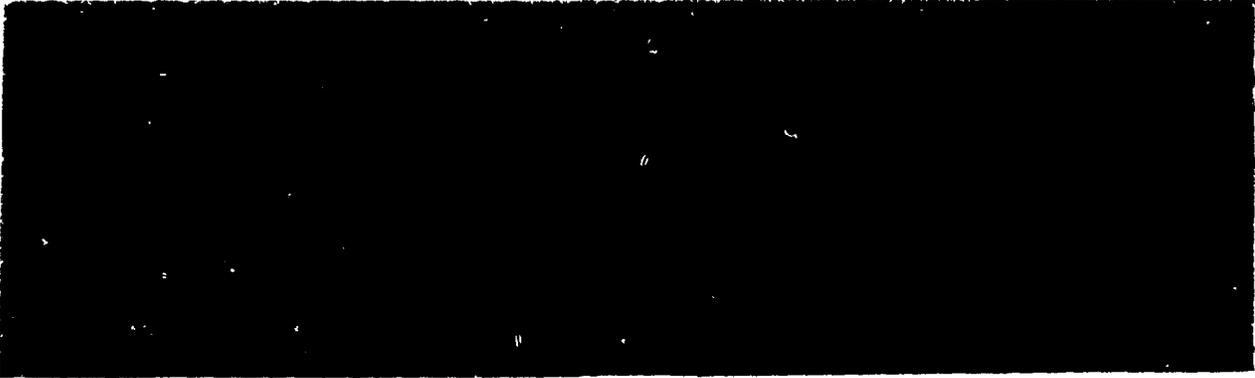
- 6. Теоретическая физика плазмы**
- 7. Экспериментальная физика плазмы и управляемый термоядерный синтез**
- 8. Проблемы термоядерного реактора**

- 9. Физика конденсированного состояния вещества**
- 10. Физика низких температур и техническая сверхпроводимость**
- 11. Радиационная физика твердого тела и радиационное материаловедение**

- 12. Атомная и молекулярная физика**
- 13. Химия и химическая технология**

- 14. Приборы и техника эксперимента**
- 15. Автоматизация и методы обработки экспериментальных данных**
- 16. Вычислительная математика и техника**

Индекс рубрики дается через дробь после основного номера ИАЭ.



Препринт ИАЭ-4042/7. М., 1984

