

К ПРОБЛЕМЕ ЛАЗЕРОВ В ДАЛЕКОМ УЛЬТРАФИОЛЕТЕ $\lambda \sim 500 - 700 \text{ \AA}$

А.А.Илюхин, Г.В.Перелудов, Е.Н.Рагозин,
И.И.Собельман, В.А.Чирков

Излагаются результаты экспериментальных исследований по получению генерации в далекой ультрафиолетовой области спектра $\lambda \sim 600 \text{ \AA}$ на переходах $2p^5 3p - 2p^5 3s$ неоподобного иона Ca XI в плазме, создаваемой лазерным нагревом кальциевой мишени.

В работе [1] была рассмотрена возможность создания лазеров в далекой ультрафиолетовой области спектра $\lambda = 300 - 700 \text{ \AA}$ на переходах многозарядных ионов в плазме. Было показано, что в плазме с электронной концентрацией $N_e \sim 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и температурой $T_e \sim 150 \text{ эв}$ можно ожидать достаточно больших коэффициентов усиления $g \gtrsim 10 - 20 \text{ см}^{-1}$ на переходах $2p^5 3p - 2p^5 3s$ неоподобных ионов Ca XI, Ti XIII и т. п. Схема уровней Ca XI показана на рис. 1. Между двумя группами уровней $2p^5 3p$ и $2p^5 3s$ возможен целый ряд переходов с $\lambda \sim 350 - 850 \text{ \AA}$. Вероятности радиационных переходов $2p^5 3s - 2p^6$, $2p^5 3d - 2p^6$ и $2p^5 3p - 2p^5 3s$ соответственно равны $\sim 10^{11}$, $\sim 10^{12}$, $\sim 10^9 - 10^{10} \text{ сек}^{-1}$. Электрический дипольный переход $2p^5 3p - 2p^6$ запрещен, однако скорость возбуждения уровней $2p^5 3p$ в электронных столкновениях при $T_e \sim 150 \text{ эв}$ отнюдь не мала и даже несколько больше, чем для уровней $2p^5 3s$. Вследствие подобного соотношения радиационных и столкновительных переходов и возникает квазистационарная инверсия заселен-

ности. Согласно оценкам [1], относительная заселенность уровней $2p^5 3p$ и $2p^5 3s$ сильно зависит от пленения излучения на резонансных переходах $2p^5 3s - 2p^6$ и $2p^5 3d - 2p^6$. Для существования инверсии необходимо, чтобы поперечный размер плазмы не превышал некоторого критического размера $\sim 150 - 200$ мкм, когда резонансное излучение еще достаточно эффективно выходит из плазмы.

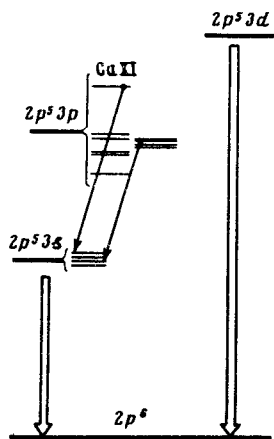


Рис. 1. Схема уровней иона CaII

В наших экспериментах плазма создавалась лазерным испарением кальция. Использовался неодимовый лазер, дающий энергию импульса до 30 дж. Длительность импульса менялась в пределах $2,5 - 5$ нсек. Согласно оценкам и предварительным экспериментам, температура $T_e \sim 150$ эв соответствует потокам $q \sim 5 \cdot 10^{10}$ вт/см². Поэтому поток варьировался в пределах $2 \cdot 10^{10} - 7,5 \cdot 10^{10}$ вт/см². Фокусировка осуществлялась цилиндрической линзой; пятно фокусировки имело ширину 0,4 - 0,8 мм и длину 10 - 40 мм. Мишень (рис. 2) состояла из полоски кальция, ширина которой варьировалась от 0,03 до 0,125 мм. Длина составляла 20 - 40 мм. Эта полоска зажималась в стальном блоке между титановыми обкладками шириной 0,3 мм, после чего мишень шлифовалась.

Как было показано в предварительных исследованиях [2], при испарении мишени описанного выше типа должен возникать направленный разлет кальция. Это позволяло надеяться на то, что поперечный размер кальциевой плазмы в рабочей области не будет превышать 150 мкм. Примерное представление о профиле электронной плотности при потоках $q \sim 5 \cdot 10^{10}$ вт/см² было получено из экспериментов по лазерному нагреву углеродной плазмы. Профиль N_e определялся по штарковскому уширению линий водородоподобных ионов CVI. Значения $N_e \sim 3 \cdot 10^{19}$ см⁻³ реализуются на расстояниях ~ 100 мкм от мишени (см. рис. 3). Качественное суждение о температуре T_e было получено из следующих экспериментов. С помощью спектрографа ДФС-6 (решетка 600 штрихов на мм) регистрировался спектр кальциевой и титановой плазмы в области 80 - 200 Å. При потоках 10^{11} вт/см² в нем наблюдались резонансные линии

кислородо- и фтороподобных ионов Ca XII, Ca XIII, Ti XIV, Ti XV, следующих за неоноподобными ионами. В рамках корональной модели эти условия соответствуют ионизационной температуре ~ 200 эв.

В экспериментах использовался резонатор [3], образованный плоским зеркалом, сферическим зеркалом с радиусом 200 мм и дифракционной решеткой в нулевом порядке дифракции – см. рис. 2. Излучение выводится из резонатора в результате дифракции первого и следующих порядков. Стеклопанельная решетка без покрытия имеет 600 штрихов на мм; угол падения излучения на решетку составляет 0,045 рад. Плоское зеркало имело покрытие из рутения, сферическое – покрытие из золота. Коэффициенты отражения для свеженапыленных покрытий в области $\lambda \sim 600 \text{ \AA}$ согласно [4, 5] равны соответственно $R \approx 0,25$ и $R \approx 0,13$.

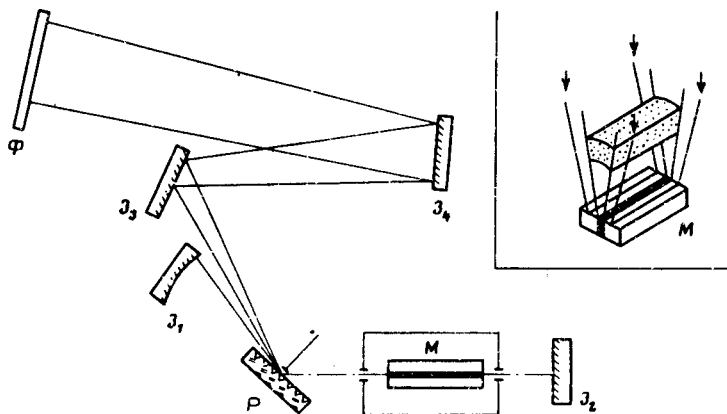


Рис. 2. Схема резонатора, системы регистрации и мишени. Z_1, Z_2 – зеркала резонатора; Z_1 – золотое, $R = 200$ мм; Z_2 – рутениевое плоское; Z_3, Z_4 – зеркала системы регистрации, ослабляющие коротковолновое излучение (материал – золото или вольфрам); P – дифракционная решетка; M – мишень, кальций зачернен, косая штриховка – титан, нагревающее плазму лазерное излучение указано стрелками; точками обозначена активная область кальциевой плазмы; Φ – фотопленка

Плоскость мишени отстояла от оси резонатора на 100 – 150 мм. Ориентация полоски кальция относительно оси резонатора осуществлялась с точностью не хуже $3 \cdot 10^{-4}$ рад, а ее положение с точностью ~ 10 мм. На пути от резонатора до пленки устанавливались два дополнительных зеркала из вольфрама или с золотым покрытием. Этим достигалось ослабление фона коротковолнового спонтанного излучения. Использовалась фотопленка УФ-4. В общей сложности было проведено около 20 экспериментов при тщательной юстировке резонатора и при визуальном контроле качества зеркал. В большинстве из них на пленке наблюдалась лишь очень слабая полоса почернения, создаваемая спектром спонтанного излучения плазмы. Лишь в нескольких случаях были зарегистрированы пятна с большой плотностью почернения того вида, который

мог ожидать при возникновении генерации – см. рис. 4. Вид этих пятен почернения и их положение (в полоске спонтанного фона) резко отличает их от появляющихся иногда дефектов пленки. На рис. 4 виден очень слабый фон спонтанного излучения, ограниченный снизу гранью мишени, и плотное пятно с размером 0,5 мм. Поскольку расстояние от резонатора до пленки равно 20 см, этот размер соответствует угловсй расходимости $2 \cdot 10^{-3}$. Зная абсолютную чувствительность пленки в области $\lambda \sim 600 \text{ \AA}$, можно было оценить полную энергию, падающую на пленку. Она составляет $\sim 10^{-8}$ Дж. Два зеркала между резонатором и пленкой ослабляют пучок примерно в 100 раз. Следовательно, из резонатора выводится в первом (первом) порядке дифракции $\sim 10^{-6}$ Дж ($\sim 10^{12}$ фотонов). Сравнение с энергией излучения черного тела в тот же спектральный и угловой интервал дает следующий результат. Если черное тело имеет температуру ~ 150 эв, свечение длится 10 нсек, а площадь равна площади отверстия диафрагмы, закрывающей плазму, то энергия с учетом того же ослабления двумя зеркалами оказывается в 10^4 раз меньше той, которая зарегистрирована на пленке.

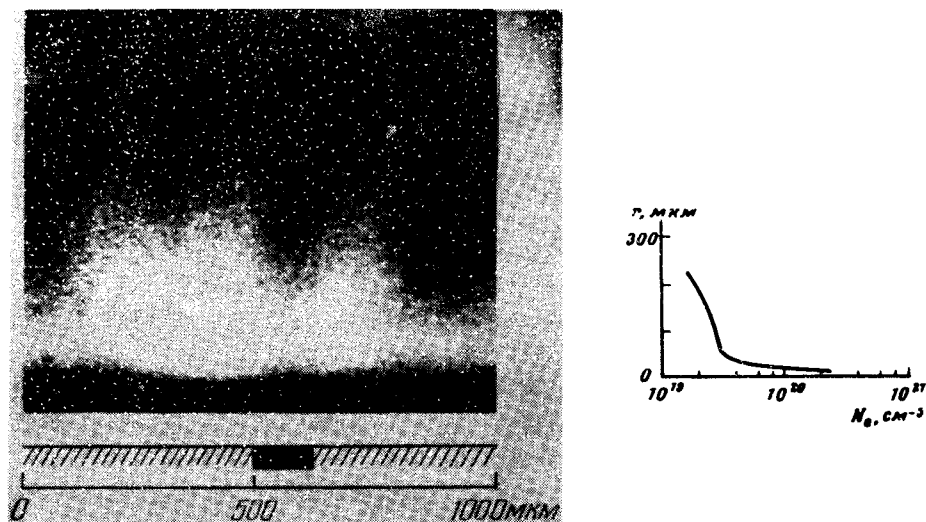


Рис. 3. Фотография лазерного факела от составной мишени в монохроматическом излучении линии 182,17А иона CVI (слева). Углерод заштрихован, бериллий зачернен. Отсутствие свечения в линии иона CVI слоя плазмы означает заполнение этого слоя бериллиевой плазмой. Справа – зависимость электронной концентрации N_e от расстояния до мишени в углеродной плазме. Вертикальный масштаб для левого и правого рисунков одинаков

На рис. 4,б видно несколько плотных пятен. Соответствующая им полная энергия примерно в 30 раз меньше чем в первом случае.

В этих первых экспериментах нельзя было точно определить длину волны λ , так как излучение, дифрагировавшее на решетке резонатора, прямо регистрировалось на пленке без дополнительного спектрального прибора. Отправляясь от взаимного расположения решетки резонатора

и пленки, можно дать лишь приближенное значение λ . Наблюдавшиеся пятна почернения соответствуют интервалу $\lambda = 600 - 660\text{Å}$.

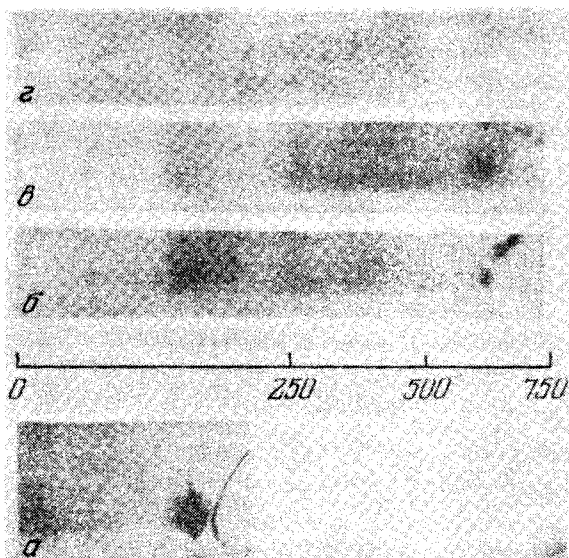


Рис. 4, а, б, в — пятна почернения в области $\lambda = 600 - 660\text{Å}$; г — полоса непрерывного фона при тех же условиях облучения, что и а, б, в. Длины волн приведены для первого порядка дифракции.

Непосредственно в экспериментах с резонатором контроль параметров плазмы и ионного состава не был предусмотрен. Подбор режима облучения мишеней проводился на основании результатов предварительных экспериментов. Вместе с тем, как показывают расчеты, концентрация неоноподобных ионов и заселенности уровней $2p^53p$, $2p^53s$ очень сильно зависят от параметров плазмы. Поэтому в дальнейших экспериментах мы предполагаем прежде всего провести детальную диагностику плазмы, включающую совместное определение профиля плотности и температуры, контроль за ионным составом, зависимость от условий облучения мишени и характера разлета плазмы. Только после этого можно надеяться получить воспроизводимые результаты и дать им надежную интерпретацию. Применявшийся резонатор также не был оптимизирован. Полная длина резонатора составляла 140 мм. При длительности импульса 2,5 – 5 $\mu\text{сек}$ это соответствует 5 – 10 прохождениям, однако в связи с малостью ширины области усиления в кальциевой плазме ($\sim 0,15$ мм) при такой длине резонатор критичен к небольшим разъюстировкам зеркал, а также к отклонениям излучения от оси резонатора вследствие рефракции в плазме. В дальнейшем предполагается также использовать щелевой резонатор [3].

Г заключение мы хотим поблагодарить за предоставление решетки Э.Я. Кононова, за предоставление высокочувствительной фотопленки

М.Р.Шпольского, за изготовление зеркал Н.В.Аншукову и Ф.А.Пудони-
на, за обсуждение работы А.В.Виноградова и Е.А.Юкова.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
19 мая 1977 г.

Литература

- [1] А.В.Виноградов, И.И.Собельман, Е.А.Юков. Квантовая электроника, 4, 63, 1977.
 - [2] А.А.Илюхин, Г.В.Перегудов, Е.Н.Рагозин. Письма в ЖТФ, 2, 681, 1976.
 - [3] А.А.Илюхин, Г.В.Перегудов, Е.Н.Рагозин, В.А.Чирков. Квантовая электроника, 4, №4, 1977.
 - [4] J. T. Cox, G. Nass, J. V. Ramsay, W. R. Hunter, J. Opt. Soc. Am., 64, 423, 1974.
 - [5] Р.П.Мадден. Кг. Физика тонких пленок, стр. 152, М., изд. Мир, 1967.
-