

58

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

Б.А.Князев

ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ПРИМЕНЕНИЕМ
МЕТОДА РЕЗОНАНСНОЙ
ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ДЛЯ
ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ

ПРЕПРИНТ И ЯФ 78-103

Новосибирск

ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ПРИМЕНЕНИЕМ МЕТОДА РЕЗОНАНСНОЙ
ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ

Б. А. Князев

А Н Н О Т А Ц И Я

Предлагаемый обзор посвящен применению метода резонансной флуоресценции к диагностике плазмы. Излагаются теоретические основы метода, включающие 1) краткую теорию резонансного рассеяния и резонансной флуоресценции, 2) оценку пределов применимости и чувствительности метода, и 3) выявление группы параметров плазмы, экспериментальное определение которых возможно методом резонансной флуоресценции. Определена спектральная область, в пределах которой необходимо иметь источники и приемники излучения.

Рассмотрена аппаратура, необходимая для осуществления экспериментов. Показано, что за редкими исключениями для проведения экспериментов необходимы перестраиваемые лазеры на красителях в качестве источников излучения. Приведены параметры существующих лазеров на красителях и оценены перспективы их развития. Описана регистрирующая аппаратура.

Проведен подробный анализ опубликованных за последние десять лет работ, в которых методы резонансного рассеяния и резонансной флуоресценции использованы для диагностики плазмы. Рассмотрены перспективы дальнейшего применения метода.

I. ВВЕДЕНИЕ^{*)}

Резонансная флуоресценция, широко использовавшаяся в работах по спектроскопии [1], с появлением лазеров вновь привлекла к себе внимание исследователей, как метод диагностики. Решающим обстоятельством при этом послужило создание перестраиваемых лазеров на растворах красителей.

Основными преимуществами методов диагностики, использующих резонансную флуоресценцию, возбуждаемую лазерным источником, являются 1) высокая чувствительность, 2) локальность и 3) избирательность, т.е. регистрация только тех квантовых систем, на которые "настроена" аппаратура. Большие сечения резонансной флуоресценции, на много порядков величины превышающие сечения рэлеевского и томсоновского рассеяния, позволили с успехом применить этот метод для определения молекулярного состава газовых смесей, в том числе и при лазерном зондировании атмосферы [2,3]. Естественно, что резонансная флуоресценция вскоре привлекла к себе внимание как метод диагностики плазмы. К настоящему времени опубликовано около двух десятков экспериментальных работ, в которых характеристики плазмы определялись по резонансной флуоресценции или резонансному рассеянию. Почти исчерпывающий список этих работ приведен ниже [4-25]. Некоторые из этих работ обсуждаются в обзорах [26,27].

Из списка работ видно, что большинство из них опубликованы в "письмах" или "кратких сообщениях" и до сих пор носят в основном заявочный характер. Начиная с 1969 года по рассматриваемой тематике публикуется, в среднем, всего лишь около двух экспериментальных работ в год и, хотя достоинства метода очевидны, прирост числа публикаций очень мал. Позже мы попробуем выяснить причины такого положения.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МЕТОДА

Рассмотрим взаимодействие пучка света интенсивностью I_L ($\text{Вт}/\text{см}^2$) со спектральным распределением интенсивности $I_L(\nu)$

*) Настоящая работа представляет собой изложение обзорной лекции, прочитанной на Международной школе-семинаре "Лазерная диагностика плазмы", Минск, сентябрь, 1978 г.

(Вт/см²·Гц) с плазмой. Если частота первичного излучения ν_L близка к собственной частоте перехода атома (молекулы, иона) ν_0 , то, кроме томсоновского рассеяния на электронах плазмы, будут наблюдаться ралеевское рассеяние и флуоресценция (рис.1). В случае, когда ν_L с точностью до ширины линий совпадает с ν_0 , наблюдается резонансная флуоресценция, часто называемая также резонансным рассеянием (рис.1, слева).

Отметим, что относительно понятий "рассеяние" и "флуоресценция" существуют некоторые терминологические расхождения. Вслед за авторами монографий [28,29] будем далее считать, что флуоресценцией является такой процесс взаимодействия квантовой системы с фотоном, при котором эта система конечное время находится в определенном возбужденном состоянии. Практически это означает, что флуоресценция может быть потушена, а рассеяние - нет.

Спектр рассеянного излучения при почти резонансном возбуждении показан на рис.2. Ширина ралеевского пика определяется доплеровской шириной уровня, а флуоресценции - полной шириной, включающей и тушение.

Сечение ралеевского рассеяния имеет вид

$$\sigma(\nu_L) = \sigma_T \cdot \left| \sum_j \frac{f_j \nu_L^2}{\nu_{0j}^2 - \nu_L^2 + 2i\Gamma\nu_L} \right|^2, \quad (1)$$

где

$$\sigma_T = \left(\frac{8\pi}{3}\right) \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 = 6,66 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2 \quad (2)$$

- сечение томсоновского рассеяния, а остальные обозначения обычные. Видно, что при приближении ν_L к одной из собственных частот атома ν_{0j} сечение рассеяния значительно возрастает. При $|\lambda_L - \lambda_0| = 380 \text{ \AA}$ [3] сечение ралеевского рассеяния примерно в 30 раз превышает σ_T . При дальнейшем приближении к ν_0 сечение поглощения фотона резонансно возрастает и в пределах контура линии определяется выражением [30]

$$\sigma(\nu) = \frac{c^2 A_{ik}}{8\pi\nu^2} \cdot \frac{g_i}{g_k} \varphi(\nu), \quad (3)$$

где A_{ik} - коэффициент Эйнштейна для спонтанного излучения, g - статвеса уровней, $\varphi(\nu)$ - профиль линии,

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(\nu) d\nu = 1 \quad (4)$$

Если профиль линии возбуждения есть $I_L(\nu)$ (Вт/см²·Гц), причем

$$\int_{-\infty}^{+\infty} I_L(\nu) d\nu = I_L, \quad (\text{Вт/см}^2), \quad (5)$$

то полная мощность резонансной флуоресценции равна

$$I_s = \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(\nu) I_L(\nu) d\nu \quad ; \text{ Вт} \quad (6)$$

Если максимум линии возбуждения ν_L совпадает с максимумом линии поглощения ν_0 , то

$$I_s = I_L \frac{\lambda A_{ik}}{8\pi} \frac{g_i}{g_k} \frac{1}{\Delta\nu}, \quad (7)$$

где $\Delta\nu$ есть большее из $\Delta\nu_0$ и $\Delta\nu_L$. Поскольку мы не можем управлять шириной линии исследуемого объекта, то для достижения максимальной мощности рассеянного света I_s при неизменной I_L ширина лазерного излучения должна быть много меньше $\Delta\nu_0$.

Из выражения (3) очевидно, что для данной атомной системы величина сечения резонансной флуоресценции максимальна при отсутствии тушения и доплеровского уширения уровня, т.е. при естественной ширине уровня. При этом $\varphi(\nu_0) \approx (\Delta\nu_0)^{-1}$, $A_{ik} = 2\pi\Delta\nu_0$ и

$$\sigma_{\max} = \frac{\lambda^2}{4} \frac{g_i}{g_k} \quad (8)$$

для линий водорода L_α и H_α $g_i/g_k = 1/4$ и σ_{\max} равно $2,2 \cdot 10^{-14} \sigma_T$ и $3,5 \cdot 10^{-15} \sigma_T$, соответственно [27]. То или иное уширение линии приводит к уменьшению σ_{\max} . В любом практически интересном случае, однако, σ_{\max} на 9-14 порядков превышает сечение томсоновского рассеяния, а ведь последнее является сейчас обычным методом исследования плазмы.

Рассмотрим интенсивность "рассеянного" излучения, регистрируемого измерительной аппаратурой, поле зрения которой скрещено с некоторым объемом плазмы ΔV , возбуждаемым лазерным излучением (рис. 3). Система координат для случая 90° -рассеяния показана на рисунке 4.

Мощность излучения плазмы, падающего на регистрирующую аппаратуру в отсутствие излучения накачки равна

$$I' = \frac{V \Delta \Omega}{4\pi} A_{ik} h\nu_0 n_k' \quad \text{Вт}, \quad (9)$$

где n_k' — заселенность верхнего уровня в отсутствие лазерного излучения, а V — объем плазмы в поле зрения спектральной аппаратуры. После "включения" накачки излучение возрастает;

$$I'' = I' + \frac{\Delta V \Delta \Omega}{4\pi} A_{ik} h\nu_0 (n_k'' - n_k'). \quad (10)$$

Здесь n_k'' — заселенность верхнего уровня в присутствии накачки.

Относительное увеличение сигнала будет [26]

$$\frac{I'' - I'}{I'} = \left(\frac{n_k''}{n_k'} - 1 \right) \frac{\Delta V}{V}. \quad (11)$$

Паразитное свечение большого объема ($V > \Delta V$) требует значительного превышения n_k'' над n_k' . Именно это обстоятельство накладывает наиболее серьезное ограничение на применимость метода.

До сих пор мы нигде не принимали во внимание такую важную характеристику лазерного излучения, как его высокая спектральная интенсивность. При увеличении мощности накачки все большая часть атомов переходит из нижнего состояния в верхнее и начинает наблюдаться отклонение от линейной зависимости интенсивности флуоресценции от интенсивности накачки. При дальнейшем увеличении мощности накачки, как известно, достигается равновесие между поглощением и вынужденным излучением и заселенность верхнего уровня достигает максимального значения, определяемого соотношением

$$\frac{n_k''}{n_i''} = \frac{g_k}{g_i}, \quad (12)$$

тогда как для равновесной плазмы распределение заселенностей бoльшмановское

$$\frac{n_k'}{n_i'} = \frac{g_k}{g_i} \exp\left(-\frac{h\nu_0}{T_e}\right). \quad (13)$$

Считая в первом приближении, что суммарная заселенность уровней не изменилась $n_i' + n_k' = n_i'' + n_k''$, из (12) и (13) найдем максимально возможное увеличение заселенности верхнего уровня

$$\frac{n_k''}{n_i''} = \frac{1 + \frac{g_i}{g_k} \exp\left(+\frac{h\nu_0}{T_e}\right)}{1 + \frac{g_i}{g_k}}. \quad (14)$$

Тогда

$$\frac{I'' - I'}{I'} = \frac{\exp\left(\frac{h\nu_0}{T_e}\right) - 1}{1 + \frac{g_i}{g_k}} \cdot \frac{\Delta V}{V}. \quad (15)$$

Отсюда, если $\Delta V/V \ll 1$, следует грубая оценка применимости метода; в условиях термодинамического равновесия метод резонансной флуоресценции может применяться лишь для тех переходов, энергия которых не ниже температуры плазмы, выраженной в энергетических единицах

$$h\nu_0 > T_e \quad (16)$$

Как видно из таблицы I резонансные линии атомов, молекул и некоторых однозарядных ионов лежат в видимой области и ближнем ультрафиолете. Следовательно, измерения на этих переходах возможны только при температуре плазмы, не превышающей нескольких электронвольт. Для нейтрального водорода и многих ионов подходящие для измерений линии лежат в вакуумном ультрафиолете и мягком рентгене, где измерения затруднены из-за отсутствия перестраиваемых источников и эффективных приемников излучения.

Найдем теперь величину интенсивности лазерного излучения, при которой происходит насыщение интенсивности резонансной флуоресценции. В качестве критерия примем условие равенства скоростей распада верхнего уровня за счет спонтанного и вынужденного излучения

$$A_{ki} = \frac{I_L^{SAT}(\nu)}{c} B_{ki}, \quad (17)$$

где c — скорость света. Учитывая [31], что

$$A_{ki} = \frac{8\pi h \nu_0^3}{c^3} B_{ki}, \quad (18)$$

получим из (17)

$$I_L^{SAT}(\nu) = \frac{8\pi h \nu_0^3}{c^3} I_s, \quad \text{Вт/см}^2 \cdot \text{Гц}. \quad (19)$$

При интенсивности возбуждения $I_L^{SAT}(\nu)$ достигается мощность флуоресценции I_s , равная половине от максимально достижимого значения

$$I_s^{SAT} = A_{ki} n_k'' h \nu_0, \quad \text{Вт/см}^3, \quad (20)$$

где n_k'' определяется выражением (14). Зависимость относительной интенсивности флуоресценции I_s/I_s^{SAT} от интенсивности накачки показана на рис.5. Зависимость $I_s(I_L)$, полученная экспериментально (рис.6), полностью совпадает с теоретической. Из приведенных графиков видно, что при интенсивности возбуждения $I_L(\nu) \sim (5+10) \cdot I_L^{SAT}(\nu)$ интенсивность флуоресценции I_s перестает зависеть от $I_L(\nu)$ и определяется только начальной плотностью флуоресцирующих атомов.

Интересно отметить, что явление насыщения флуоресценции приводит к изменению требований к спектральной ширине зондирующего излучения. Если в отсутствие насыщения максимальная суммарная интенсивность флуоресценции (7) была тем выше, чем уже спектр излучения лазера, то после достижения насыщения дальнейшее повышение мощности накачки на той же частоте бессмысленно, но увеличив спектральную ширину накачки до ширины линии поглощения и подыав энергию до получения насыщения в пределах всего контура линии возбуждения, мы существенно увеличим полезный сигнал. Строгие вычисления эффективности возбуждения в зависимости от ширины линии лазерного излучения для разных контуров линии поглощения выполнены в работе [32].

Вычисленная в соответствии с (19) спектральная плотность излучения лазера $I_L^{SAT}(\nu)$ приведена в таблице I. Очевидно, что полная интенсивность $I_L^{SAT} = I_L^{SAT}(\nu) \cdot \Delta \nu_L$ лазерного излучения, необходимая для достижения насыщения, зависит от $\Delta \nu_L$. В Таблице 2 приведены значения I_L^{SAT} для резонансных линий водорода L_α и H_α для трех значений ширины спектра генерации. Видно, что насыщение легко достигается при больших длинах волн. Например, при $\Delta \lambda_L = 1 \text{ \AA}$ и фокусировке на 1 мм^2 энергия генерации должна быть для H_α всего лишь 1 Вт. В коротковолновой области для достижения насыщения требуются более высокие мощности, которые в этой области к настоящему времени не достигнуты.

Резюмируя, можно сказать, что метод резонансной флуоресценции и близкий к нему по технике и несколько дополняющий его метод резонансного рэлеевского рассеяния обладает широкими возможностями при определении локальных параметров плазмы, в том числе и для определения плотности различных примесей. Реализация же этих возможностей определяется наличием или отсутствием необходимых источников излучения и регистрирующей аппаратуры.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РАБОТЫ ПО ДИАГНОСТИКЕ ПЛАЗМЫ МЕТОДАМИ РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ И РЕЗОНАНСНОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ

Обратимся теперь к конкретным работам, в которых частично реализованы эти потенциальные возможности. Прежде всего посмотрим, как же распределялись эти работы во времени (рис.7). Как видно, разброс точек слишком велик для того, чтобы определенно сказать о той или иной тенденции, но при известной доле оптимизма, можно считать, что мы изобразили начальный участок экспоненциально нарастающей кривой.

Экспериментальные работы, в которых методы почти резонансного рассеяния и резонансной флуоресценции использовались для диагностики плазмы условно можно разделить на две группы. В первую группу входят работы, в которых с помощью этих методов измерялась температура и плотность атомов (молекул, ионов) в основном или возбужденном состоянии. Во вторую группу входят работы, в которых те же методы используются для получения ин-

формации о кинетике столкновительных процессов в плазме и даже о скоростях элементарных процессов.

Объекты исследования весьма разнообразны. Это быстрый электрический разряд в водороде и гелии [7, 11, 18, 19, 25], плазма [6, 17], плазма Q-машин [5, 8], плазма, созданная лазером на поверхности мишени [10], плазма токамака [16, 24], стационарный газовый разряд [13, 14, 15, 20], а также атомные пучки [23].

Рассмотрим подробнее некоторые характерные работы.

Во всех работах использовалась одна и та же оптическая схема, изображенная на рис. 8. Она состоит из лазерного источника, системы фокусировки луча, оптической системы наблюдения рассеянного света (обычно под углом 90°) и системы регистрации. Если система работает в стационарном режиме, то для увеличения отношения сигнал-шум излучение лазера, работающего в непрерывном режиме модулируется обтюратором, а в приемную аппаратуру включается синхронный детектор.

В первых экспериментах по диагностике плазмы по почти резонансному ралеевскому рассеянию использовались легко доступные лазерные источники, длины волн которых случайно оказывались близки к длинам волн исследуемых переходов, — рубиновый лазер для H_α [4] и аргоновый лазер для H_β [13]. В последних работах по рассеянию [18, 20], а также в работах по резонансной флуоресценции в качестве источников использованы уже перестраиваемые лазеры на красителях.

В работе [13] с помощью монохроматора совмещенного с интерферометром Фабри-Перо был измерен профиль линии излучения Ar^+ -лазера, рассеянного водородной плазмой. По ширине, равной $0,75 \text{ \AA}$, была вычислена температура нейтральной компоненты, равная $1,5 \text{ эВ}$. В этом эксперименте расстояние между длиной волны лазера и линией λ_0 составляло $\Delta\lambda = 19 \text{ \AA}$ и сечение рассеяния было невелико $\sim 200 \sigma_T$. Тем не менее, если плотность нейтрального водорода $\sim 0,01 n_e$, то вклад в интенсивность за счет квазирезонансного рассеяния будет равен вкладу от рассеяния на свободных электронах.

При приближении λ_L к λ_0 сечение сильно возрастает и кроме рассеяния появляется флуоресценция. Рис. 9 [20] воспроизводит спектр рассеяния, регистрируемый при облучении непрерывным лазером на красителе дуги сложного компонентного состава при давлении 3–4 атм и температуре 5000°K . Лазер генерировал излучение с длиной волны на $4,3 \text{ \AA}$ отстоявшей от одной из D-линий Na . В отсутствие излучения лазера видны сильно самопоглощенные линии Na (а). При включении лазера появляется сигнал рассеяния (в) и (с), а также — флуоресценции, причем флуоресценция деполаризована, а рассеянный свет имеет поляризованную и деполаризованную компоненты в соответствии с теорией [33]. Калибровка аппаратуры проводилась по 90° ралеевскому рассеянию при длине волны $\lambda = 5886 \text{ \AA}$ на He (1 атм, 300°K), для которого $\sigma_{zz} = 2,19 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ и $\sigma_{zx} = 0$. Обработка измерений дала плотность атомов Na $3,9 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, тогда как суммарная плотность всех компонент в дуге составляла $4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Подобные измерения были проведены вблизи линии He [18], но уже с импульсным лазером (рис. 10). Видно, что мощность рассеяния хорошо ложится на теоретическую лоренцевскую кривую. Сечение рассеяния вблизи линии $HeI(2^3P - 3^3D)$ по вычислениям автора работы равно:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{zz} &= 0,0448 \frac{\lambda_0^2}{(\Delta\lambda)^2} \sigma_T, \\ \sigma_{zx} &= 0,00922 \frac{\lambda^2}{(\Delta\lambda)^2} \sigma_T, \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

где $\Delta\lambda$ — расстройка между λ_L и λ_0 . Для $\lambda_L = 587,5 \text{ нм}$ они равны $3,16 \cdot 10^6 \sigma_T$ и $6,5 \cdot 10^5 \sigma_T$, соответственно. По величине сигнала рассеяния была вычислена плотность возбужденных атомов гелия, находящихся в 2^3P — состоянии, равная $2,6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

В той же работе была исследована резонансная флуоресценция линии H_α водорода. Предел детектирования возбужденных атомов водорода составил 10^{10} см^{-3} , а в работе [19] 10^9 см^{-3} . Насыщение флуоресценции происходило при $I_L(\lambda) \sim 1 \text{ кВт/см}^2 \cdot \text{\AA}$. Если перейти к $\Delta\nu$ в Гц, воспользовавшись соотношением

$$\Delta\nu(\text{Гц}) = \frac{3 \cdot 10^{18}}{\lambda^2(\text{\AA})} \cdot \Delta\lambda(\text{\AA}), \quad (22)$$

получим $I_L(\nu) = 1,4 \cdot 10^{-8}$ Вт/см²·Гц (сравни с таблицей I).

В связи с описанным экспериментом следует отметить, что резонансная флуоресценция неприменима для диагностики оптически плотной плазмы, в то время как почти резонансное рассеяние свободно от этого недостатка, а сечение его достаточно велико (рис. 10).

Метод резонансной флуоресценции с лазерным возбуждением был впервые экспериментально апробирован на бариевой плазме Q-машин [5]. Схема уровней иона Ba⁺ показана на рис. II. Состояния 5D — метастабильны. Их время жизни определяется столкновениями с электронами и ориентировочно равно $t(c) = 2 \cdot 10^6 / n_e \sqrt{T}$. Если длительность импульса накачки t_L мала по сравнению с этим временем, то при накачке, осуществляемой на длине волны 4554 Å, число фотонов флуоресценции на той же длине волны в расчете на 1 ион при $I_L > I_L^{SAT}$ определяется выражением

$$n_f = \frac{g_k}{g_i + g_k} A_{ki} \int_0^{t_L} \exp(-\frac{t}{\tau}) dt. \quad (23)$$

Здесь τ — время жизни 6²P_{3/2} — уровня по отношению к переходу на метастабильные уровни 5²D.

Если $\tau < t_L$, то интеграл не зависит от t_L и равен τ . В этом случае в течение лазерного импульса все ионы Ba⁺ перейдут в 5²D — состояние, излучив до этого n_f фотонов. При стандартной оптической и измерительной системах ($\Delta V = 1$ см³, $\Omega/4\pi = 0,004$, эффективность фотоприемника $\epsilon = 0,1$) регистрировался ~ 1 фотон/ион, а предел измерения плотности ионов бария составлял $2,5 \cdot 10^5$ см⁻³. Если же осуществить возбуждение одновременно на длинах волн $\lambda = 4554$ Å и 6142 Å, то накопления ионов на 5²D уровнях не будет и флуоресценция 4554 Å наблюдается в течение всего лазерного импульса. В этом случае при $t_L = 300$ нс авторы работ [5] регистрировали 17,7 фотонов/ион.

Ионная температура $\sim 0,25$ эВ определялась по доплеровскому уширению флуоресценции. При схеме уровней типа изображенной на рис. II возможно измерение ионной температуры и макроскопической скорости дрейфа по расширению и смещению светящегося

объема за время между сфокусированным импульсом накачки $\lambda_{L1} = 4554$ Å и зондирующим импульсом $\lambda_{L2} = 6142$ Å, имеющим большее сечение пучка (наблюдается флуоресценция $\lambda_s = 4554$ Å).

В работе [7] наблюдалась насыщенная резонансная флуоресценция 2³P — 4³D перехода атома гелия ($\lambda_0 = 4471$ Å) при импульсном возбуждении. Наблюдалась флуоресценция на всех переходах с синглетных и триплетных уровней с $n = 4$. Обнаружено, что имеется сильная столкновительная связь между всеми этими уровнями и время спада флуоресценции у всех одинаково (~ 10 нс) (рис. 12). Небольшая задержка дает возможность оценить время столкновительного обмена. Время распада уровня 3³D, заселяемого каскадно через 4³F, равно 19 нс. Авторы делают вывод о применимости метода резонансной флуоресценции для исследования процессов переноса возбуждения при столкновениях.

В работе [11] также продемонстрированы возможности метода для исследования скоростей элементарных процессов в плазме. Рассмотрим систему двух уровней 1 и 2, но примем во внимание скорости D_j распада уровней на все иные уровни и скорости E_j возбуждения со всех иных уровней. Тогда система кинетических уравнений в поле накачки примет вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dn_2}{dt} &= -n_2(\lambda_{21} + D_2 + \frac{g_1}{g_2} B_{12} \frac{I_L(\nu)}{c}) + n_1 B_{12} \frac{I_L(\nu)}{c} + E_2 \\ \frac{dn_1}{dt} &= -n_1(D_1 + B_{12} \frac{I_L(\nu)}{c}) + n_2(\lambda_{21} + \frac{g_1}{g_2} B_{12} \frac{I_L(\nu)}{c}) + E_1 \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

Здесь $I_L(\nu)$ — спектральная интенсивность лазерного излучения на частоте перехода 2 → 1.

При достижении стационарных условий $dn_j/dt = 0$ в пределе $I_L(\nu) \rightarrow \infty$ заселенность верхнего уровня составит

$$n_2^{SAT} = \frac{E_1 + E_2}{D_2 + \frac{g_1}{g_2} D_1}, \quad (25)$$

а

$$\frac{n_1^{SAT}}{n_2^{SAT}} = \frac{g_1}{g_2}. \quad (26)$$

Из (26) следует, что

$$n(t) = n_1 + n_2 = n_2 \left(1 + \frac{g_1}{g_2}\right) \quad (27)$$

и

$$\dot{n} = \dot{n}_2 \left(1 + \frac{g_1}{g_2}\right). \quad (28)$$

С другой стороны, по определению

$$\dot{n} = (E_1 + E_2) - n_1 D_1 - n_2 D_2. \quad (29)$$

Из (28) и (29) получим дифференциальное уравнение для n_2 . Решением его будет

$$n_2(t) = \underbrace{\left(\frac{n_1^0 + n_2^0}{1 + \frac{g_1}{g_2}} - \frac{E_1 + E_2}{\frac{g_1}{g_2} D_1 + D_2} \right)}_{\delta} e^{-\frac{\frac{g_1}{g_2} D_1 + D_2}{1 + \frac{g_1}{g_2}} t} + \frac{E_1 + E_2}{\frac{g_1}{g_2} D_1 + D_2}, \quad (30)$$

где n_1^0 и n_2^0 находятся из (24) при $I_L(\nu) = 0$:

$$n_1^0 = \frac{E_1}{D_1} + \frac{A_{21} E_2}{D_1 A_{21} + D_1 D_2}, \quad (31)$$

$$n_2^0 = \frac{E_2}{A_{21} + D_2}, \quad (32)$$

а

$$E_1 + E_2 = n_1^0 D_1 + n_2^0 D_2. \quad (33)$$

В зависимости от знака предэкспоненциального члена форма импульса флуоресценции будет иметь вид, показанный на рис.13а). Здесь же (рис.13б) показана форма импульса резонансной флуоресценции, полученная экспериментально на переходе $FeI (2^3P - 3^3D)$ ($\lambda_0 = 5876 \text{ \AA}$) при $I_L = 30 \text{ кВт/см}^2$. Все данные, которые можно извлечь из наблюдаемой формы импульса, показаны на рис.13а). Их анализ, в принципе, позволяет вычислить некоторые скорости эле-

ментарных процессов, особенно при привлечении данных других экспериментов. Практическая реализация этих возможностей наталкивается, однако, как отмечено в последующей работе тех же авторов [25], на существенные трудности.

В работе [15] продемонстрированы возможности резонансной флуоресценции для определения направленной скорости и температуры ионов. Плазма создавалась разрядом в Ar низкого давления. Источником накачки служил непрерывный Ar^+ - лазер (0,5 Вт, $\Delta\lambda_L = 0,02 \text{ \AA}$). Наблюдалась насыщенная флуоресценция ионов Ar^+ . Вследствие доплеровского сдвига $\Delta\lambda/\lambda = v/c$ при пучке лазера направленном вдоль электрического поля излучение накачки поглощалось только ионами, имевшими скорость движения $v < 1,2 \cdot 10^5 \text{ см/с}$, тогда как расчетная средняя скорость потока была $1,7 \cdot 10^5 \text{ см/с}$. Действительно, флуоресценция в этом случае практически не наблюдалась (рис.14), а ширина линии резонансной флуоресценции меньше ширины спонтанной линии и даже линии возбуждения.

Недавно [24] резонансная флуоресценция была использована для измерения плотности нейтрального водорода на токамаке ФТ-1. Так как для линии L_{α} не имеется лазерных источников (единственный эксперимент на L_{α} на токамаке TFR [16] проведен с не лазерным источником УФ), то измерения проводились на линии H_{α} , а плотность водорода затем рассчитывалась. Определенная таким образом плотность остаточного газа составляла 10^9 см^{-3} (рис.15).

В заключение обзора экспериментов нельзя не упомянуть весьма изящную работу, не имеющую прямого отношения к диагностике плазмы, но направленную на исследование объекта, с которым часто приходится иметь дело при плазменных исследованиях, - атомных или ионных пучков. В недавней работе [23] исследовалась насыщенная резонансная флуоресценция $Na (5890 \text{ \AA})$ и $Ba (5535 \text{ \AA})$ в тепловых атомных пучках, возбуждаемая непрерывным перестраиваемым лазером на красителе. Интенсивность пучков была очень низка. Схема измерений показана на рис.16б. При диаметре лазерного пучка 1 мм атомы практически пересекают наблюдаемый объем поодиночке.

Если схема уровней может считаться двухуровневой (как для

D - линий натрия), то среднее число фотонов, излучаемых атомами, определяется только временем пролета, временем жизни возбужденного состояния τ^* и интенсивностью лазерного потока (если насыщение флуоресценции еще не достигнуто). При мощности лазера 200 мкВт, $\tau^* = 16$ нс получим ~ 30 фотонов/атом для атомов Na.

В случае более обычной трехуровневой системы (рис. 16а, рис. II) происходит, как уже говорилось, накопление атомов в метастабильном состоянии и эффективность флуоресценции уменьшается. Если все атомы покидают лазерный пучок в метастабильном состоянии, то они успевают излучить (при насыщении) в среднем $\eta/(1-\eta)$ фотонов на атом. Для BaI ($\eta = 0,96$) излучается 24 фотона/атом. Эффективность регистрации ξ составляла 5,5%, т.е. детектировался приблизительно 1 фотон/атом. Однако вследствие статистического характера наблюдаемого явления от значительной части атомов регистрируется два и более фотонов. Согласно [23]

$$\frac{n_x}{n_{x+1}} = \frac{1 + \xi\eta + \eta}{\xi\eta}, \quad (34)$$

где n_x - число атомов, от которых зарегистрировано x фотонов. Поскольку прием фотонов, излученных одним атомом, скоррелирован по времени, то появляется возможность выделить их из шумов и существенно повысить чувствительность измерений.

На рис. 17 приведены результаты измерения счета фотонов насыщенной резонансной флуоресценции атомного пучка Ba, содержащего целый ряд изотопов. Частота лазера сканировалась в пределах, указанных на рисунке. Система регистрации работала в разных режимах. В первом режиме регистрировались все импульсы с ФЭУ. В других - только коррелированные группы из x импульсов. В этих случаях временной ключ "отпирал" систему регистрации на 16,3 мкс после каждого первичного импульса и случаи, соответствующие регистрации в течение этого времени 0, 1, 2, 3, 4 и 5 отсчетов, подсчитывались отдельно (см. рисунок). Поскольку при этом форма линии $\sim L^x$, где L - кривая Лоренца, то при больших x проявляются слабые линии, не наблюдавшиеся при $x = 1$. Проявляется даже ник ^{130}Ba , составляющего 0,1% по изотопному составу. Использование корреляции позволило повысить чувствительность измерений в 400 раз и зарегистрировать поток с объем-

ной плотностью около 0,2 атомов/см³.

4. ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЕ ЛАЗЕРЫ

Система регистрации и методы подавления рассеянного лазерного и фонового излучений при наблюдении резонансной флуоресценции, в принципе, ничем не отличаются от применяемых при наблюдении других видов рассеяния, - ралеевского, комбинационного, томсоновского. Единственным принципиально новым требованием к аппаратуре является требование к свойствам источника первичного излучения. Этот источник должен иметь длину волны в нужном спектральном диапазоне, допускать возможность точной настройки на длину волны исследуемого перехода и иметь спектральную интенсивность $I_L(\nu)$ достаточную для достижения насыщения.

Из обзора [34], посвященного перестраиваемым лазерам, следует, что наилучшим образом этому требованию удовлетворяют лазеры на красителях. Длины волны генерируемые различными типами лазеров на красителях простираются от 3400 Å до ближнего инфракрасного диапазона (рис. 18). Генерация 2-ой гармоники и суммирование частот позволяет несколько продвинуться в УФ-область (Таблица 3). Полные каталоги [36, 37] активных сред лазеров на красителях позволяют в каждом случае выбрать подходящий тип красителя. Рисунки 19 и 20 иллюстрируют спектральный диапазон, перекрываемый одним из классов красителей [38] и типичный диапазон перестройки, достижимый для отдельного красителя.

Из приведенных данных следует, что коротковолновая область с $\lambda < 2500$ Å, наиболее интересная для исследований высокотемпературной плазмы, не обеспечена источниками перестраиваемого излучения. Разработка таких источников остается важным направлением лазерной техники. Особый интерес для термоядерных исследований представляет перестраиваемый источник на длине волны резонансной линии основного состояния атома водорода (L_H) с $\lambda_0 = 1216$ Å. Резонансная флуоресценция на L_H наблюдалась на токамаке при использовании не лазерного источника [16], но имеются проекты [39] получения требуемой длины волны путем, последовательно, удвоения, а затем утроения частоты излучения мощного инфракрасного ($\lambda_L = 7296$ Å) лазера (рис. 21а). Пока осуществ-

лено только удвоение частоты и после усиления пятью лазерами-усилителями получена $I_L(\nu) = 400 \text{ МВт/см}^2 \cdot \text{Å}$ на длине волны 3348 Å (рис. 216).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Кратко суммируем возможности, преимущества и недостатки методов диагностики плазмы, основанных на резонансном рассеянии (РР) и резонансной флуоресценции (РФ) при лазерном возбуждении.

Методы РР и РФ дают возможность выполнять следующие измерения:

1. измерение плотности атомов (ионов, молекул), находящихся в определенном квантовом состоянии, в том числе и малых количеств примесей;

2. определение электронной температуры T_e для термодинамически равновесной плазмы по измеренным значениям плотности возбужденных состояний, используя распределение Больцмана $N_2/N_1 = \exp(-h\nu_0/T_e)$;

3. определение температуры ионов T_i и (или) нейтральной компоненты по доплеровскому уширению спектральной линии, регистрируемому при резонансном рассеянии;

4. измерение скорости диффузии исследуемой компоненты по геометрическому "расплыванию" возбужденного объема, а также измерение скоростей макроскопических потоков в плазме по смещению светящегося объема за время между двумя импульсами при двухволновом возбуждении (для трехуровневых систем с метастабильным уровнем);

5. измерение скоростей столкновительного обмена между уровнями, а также скоростей возбуждения и девозбуждения уровней.

К преимуществам методов РР и РФ можно отнести:

1. локальность измерений и высокое пространственное разрешение;

2. отсутствие существенных возмущений, вносимых в исследуемый объект;

3. высокую чувствительность, ограниченную, однако, собственным свечением плазмы, и полностью реализуемую лишь при $h\nu_0 \gg T_e$;

4. высокую избирательность, позволяющую регистрировать лишь одну заданную компоненту, находящуюся к тому же в определенном квантовом состоянии;

5. независимость регистрируемого сигнала от интенсивности излучения лазера I_L (в легко достижимых условиях насыщения), т.е. возможность абсолютных измерений без измерения I_L и без предъявления высоких требований к стабильности работы лазера;

6. возможность измерений, как в непрерывном, так и в импульсном режимах.

К недостаткам методов РР и РФ следует отнести трудности в определении полного числа атомов данного сорта. Это связано с тем, что измеряется плотность заселенности одного из уровней, причем часто это не основной уровень (например, переходы H_α или H_β в водороде), и вычислить суммарную плотность атомов можно только зная распределение по состояниям, что легко лишь для равновесной плазмы.

Имеется еще одно обстоятельство, не относящееся к недостаткам собственно метода, но существенно ограничивающее его применение в высокотемпературной плазме, — а именно, отсутствие лазеров, генерирующих излучение в вакуумной ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра, где лежат связанно-связанные переходы ионов плазмы. Работы по созданию таких лазеров сейчас интенсивно ведутся, и с течением времени это ограничение, видимо, будет снято.

Кроме этих объективных факторов, распространение рассматриваемого метода диагностики сдерживается, вероятно, и субъективными факторами. Для диагностики низкотемпературной плазмы разработано большое количество стандартных, доступных всем методов, обеспечивающих определение многих параметров плазмы. Использование же методов РР и РФ, хотя и имеет ряд преимуществ, требует применения более сложной (или менее привычной) аппаратуры, но главное — наличия перестраиваемого лазера, который уже разработан [40], но до сих пор мало доступен для возможных потребителей.

Перечисленные недостатки методов резонансного рассеяния и резонансной флуоресценции не являются принципиальными. С повышением требований к точности и детальности измерений, а также с развитием источников и приемников в коротковолновой части спектра, эти методы, по-видимому, получают более широкое применение.

Л и т е р а т у р а

1. Митчел А., Земанский М. Резонансное излучение и возбужденные атомы, ОНТИ НКТП СССР, 1937.
2. Melngailis I. IEEE Trans. on geoscience electronics, 1972, GE-10, N°1, 7.
3. Костко О.К. Квантовая электроника, 1975, 2, № 10, 2133.
4. Röhr H. Z.Phys., 1969, 225, 494.
5. Dimock D., Hinnoy E., Jonson L.C. Phys.Fluids, 1969, 12, N°8, 1730.
6. Denton M.B., Malmstadt. Appl. Phys. Lett., 1971, 18, N°11, 485.
7. Burrell C.F., Kunze H.-J. Phys.Rev.Lett., 1971, 28, N°1, 1.
8. Measures R.M., Rodrigo A.B. Appl.Phys.Lett., 1972, 20, N°3, 102.
9. Hendra P.J., Vear C.J., Macfarlane J.J. Adv. Raman Spectrosc. Vol.1. Proc. 3-rd Int. Conf., Reems, 1972. London e.a., 1973, p.249.
10. Richards P.H., Tozer B.A. Proc. of 11-th Int. Conf. Phenom. Ioniz. Gases, Prague, 1973, p.259.
11. Burgess D.D., Skinner C.H. J.Phys. B: Atom. Molec.Phys., 1974, 7, N°9, L297.
12. Bergstedt K., Himmel G., Pinnekamp F. Phys.Lett., 1975, 53A, N°3, 261.
13. Döble H.F., Hirsh K. Phys.Lett., 1975, 54A, N°3, 267.
14. Smits R.M.M., Prins M. Physica, 1975, 80C, N°5-6, 571.
15. Stern R.A., Johnson J.A. Phys.Rev.Lett., 1975, 34, N°25, 1548.
16. Etievant C. Entropie, 1975, 11, N°61, 55.
17. Jones D.G., Makie J.C. Combust. and Flame, 1976, 27, N°2, 143.
18. Wrobel W.-G. Max-Planck-Inst. für Plasmaphysik, IPP 1/160, 1976.
19. Wrobel W.-G., Stener K.-H., Röhr H. Bull Am. Phys. Soc., 1976, 21, N°6, 846.

20. Vriens L., Adriaansz M. Appl. Phys., 1976, 11, N°3, 253.
21. Hess R.A., Chong Y.P. Bull. Am. Phys. Soc. 1976, 21, N°9, 1117.
22. Margolin L.Ya., Pyatnitskii L.N. Proc. 13th Int. Conf. Phen. Ionized Gases, 1977, Berlin. Contr. Pap. Part 1. Leipzig, 1977, p.187.
23. Greenlees G.W., Clark D.L., Kaufman S.L., Lewis D.A., Tomm J.F., Broadhurst J.H. Opt. Commun., 1977, 23, N°2, 236.
24. Бураков В.С., Мисаков П.Я., Науменко П.А., Нечаев С.В., Раздобрин Г.Т., Семенов В.В., Соколова Л.В., Фоломкин И.П. Письма в ЖЭТФ, 1977, 26, № 7, 547.
25. Burgess D.D., Kolbe G., Ward J.M. J.Phys. B: Atom. Molec. Phys., 1978, 11, N°15, 2765.
26. Зайдель А.Н., Островская Г.В. Лазерные методы исследования плазмы. Ленинград, "Наука", 1977.
27. Evans D.E. Physics of Ionized Gases, 1976, ed. B.Navinsek. Proc. VIII Int. Summ. School on Phys. Ioniz. Gases., Dubovnik, Yugoslavia, 1976.
28. Ландсберг Г.С. Оптика. Москва, "Наука", 1976.
29. Гайтлер В. Квантовая теория излучения. Москва, "Издат. Иностран. Литер.", 1956.
30. Микаэлян А.Л., Тер - Микаэлян М.Л., Турков Ю.Г. Оптические генераторы на твердом теле. Москва, "Советское радио", 1967.
31. Фриш С.Э. Оптические спектры атомов. Москва-Ленинград, "Наука", 1963.
32. Greenstein H., Bates C.W. J.Opt.Soc.Amer., 1975, 65, N°1, 33.
33. Vriens L. Phys. Lett., 1975, 55A, N°6, 331.
34. Colles M.J., Pidgeon C.R. Reports on progress in physics, 1975, 38, N°3, 329.
35. Walther H. Physica Scripta, 1974, 9, N°5, 297.
36. Грузинский В.В. Препринт Института физики АН БССР, 1977, № 133, № 134.
37. Гиневич Г.Р., Мостовников В.А., Рубинов А.Н., Кравцов Л.А., Батище С.А., Лукьянец Е.А., Акулич Е.С., Шалимо А.Л., "Каталог активных лазерных сред на основе органических красителей и родственных соединений", Институт физики АН БССР, Белорусский политехнический институт, Минск, 1977.
38. Бурмасов В.С., Долгов-Савельев Г.Г., Князев Б.А., Фокин Е.П. Журнал прикл. спектр., 1973, 19, № 3, 545.
39. Langer H. Max-Planck-Inst. für Plasma Physik, IPP 1/165, 1977.
40. Лойко М.М., Мостовников В.А., Рубинов А.Н., Моткин В.С. Квантовая электроника и лазерная спектроскопия, под редакцией А.М.Самсона, Минск, "Наука и техника", 1974.

Таблица 1.

АНАЛИТИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ НЕКОТОРЫХ СИСТЕМ И ПАРАМЕТРЫ
РЕЗОНАНСНОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ [2, 3]

| Объект | Переход | λ_0 , нм | σ_0 , см ² | $I_L(\nu)$, $\frac{\text{Вт}}{\text{см}^2 \cdot \text{Гц}}$ |
|------------------------|----------------------------|------------------|------------------------------|--|
| $L_{\alpha}(\text{H})$ | $2^2p^{\circ} - 1^2s$ | 121,6 | $1,5^{(-10)*}$ | $2,8^{(-7)}$ |
| $H_{\alpha}(\text{H})$ | $3^2D - 2^2p^{\circ}$ | 656,3 | $2,3^{(-9)*}$ | $1,8^{(-9)}$ |
| He | $2^3p - 2^3s$ | 1083,0 | $2,0^{(-12)}$ | $3,9^{(-10)}$ |
| He | $3^3p - 2^3s$ | 388,9 | $1,0^{(-13)}$ | $8,5^{(-9)}$ |
| N_2 | $B^3\Pi_g - A^3\Sigma_u^+$ | 885,0 | $4,0^{(-16)}$ | $7,2^{(-10)}$ |
| N_2^+ | $A^2\Pi_u - X^2\Sigma_g^+$ | 981,0 | $2,4^{(-16)}$ | $5,3^{(-10)}$ |
| Na | $3^2p^{\circ} - 3^2s$ | 589,6 | $3,8^{(-12)}$ | $2,4^{(-9)}$ |
| Na | $3^2p^{\circ} - 3^2s$ | 589,0 | $7,8^{(-12)}$ | $2,4^{(-9)}$ |
| Li | $2^2p^{\circ} - 2^3s$ | 670,8 | $5,3^{(-12)}$ | $1,6^{(-9)}$ |
| K | | 766,5 | $1,6^{(-11)}$ | $1,1^{(-9)}$ |
| Ca | | 422,7 | $2,0^{(-11)}$ | $6,6^{(-9)}$ |
| Ca^+ | | 393,4 | $7,2^{(-12)}$ | $8,2^{(-9)}$ |
| Ba | | 553,5 | $3,8^{(-11)}$ | $2,9^{(-9)}$ |
| Ba^+ | | 455,4 | $1,6^{(-11)}$ | $5,3^{(-9)}$ |
| Al | | 394,4 | $9,9^{(-13)}$ | $8,2^{(-9)}$ |
| Ti | | 337,2 | | $1,3^{(-8)}$ |
| Ti^+ | | 334,2 | | $1,3^{(-8)}$ |
| Hg | | 253,7 | $5,0^{(-14)}$ | $3,0^{(-8)}$ |
| C_6H_6 | | 230-270 | $1,3^{(-18)}$ | - |

* σ_0 дана для естественной ширины уровня, в остальных случаях - для доплеровского уширения ($T = 200^{\circ}\text{K}$).

**) цифры в скобках - степени десяти.

Таблица 2.

ПЛОТНОСТЬ МОЩНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, НЕОБХОДИМАЯ
ДЛЯ НАСЫЩЕНИЯ РЕЗОНАНСНОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ДВУХ ПЕРЕХО-
ДОВ АТОМОВ ВОДОРОДА

| $\Delta\lambda_L$, Å | $I_L^{SAT}(L_{\alpha})$, Вт/см ² | $I_L^{SAT}(H_{\alpha})$, Вт/см ² |
|-----------------------|--|--|
| 0,01 | $6 \cdot 10^3$ | 1 |
| 1 | $6 \cdot 10^5$ | 10^2 |
| 100 | $6 \cdot 10^7$ | 10^4 |

Таблица 3.

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ И РАЗНОСТНОЙ ЧАСТОТЫ С
ПОМОЩЬЮ ЛАЗЕРОВ НА КРАСИТЕЛЯХ [35]

| Спектральный диапазон (Å) | тип | Выходная мощность |
|------------------------------|------------|-------------------|
| 2800-2900 | импульсн. | 1 мВт |
| 2800-3100 | -"- | 5 кВт |
| 2500-3250 | -"- | 6 кВт |
| 2600-3600 | -"- | - |
| 2900-3150 | непрерывн. | 1,1 мВт |

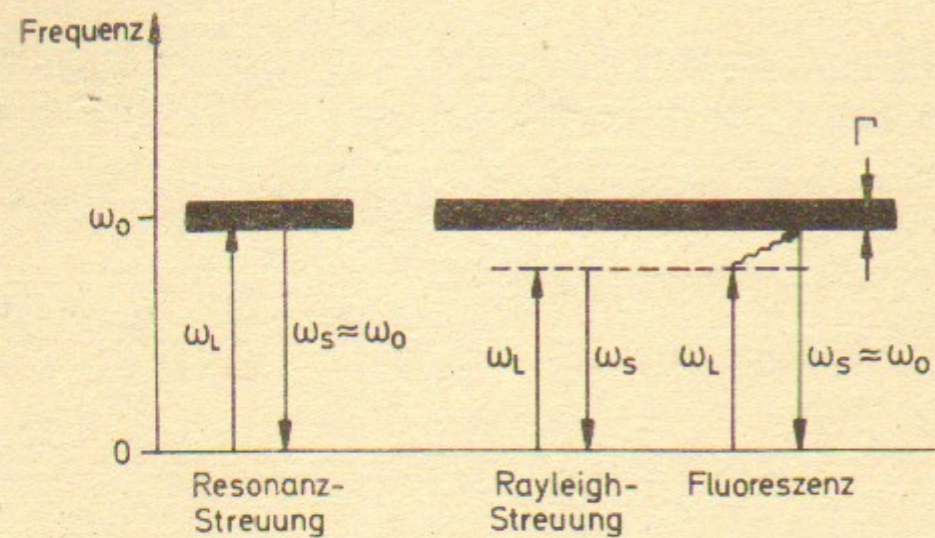


Рис. 1. К определению рассеяния и флуоресценции [18],
 $\omega = \nu/2\pi$.

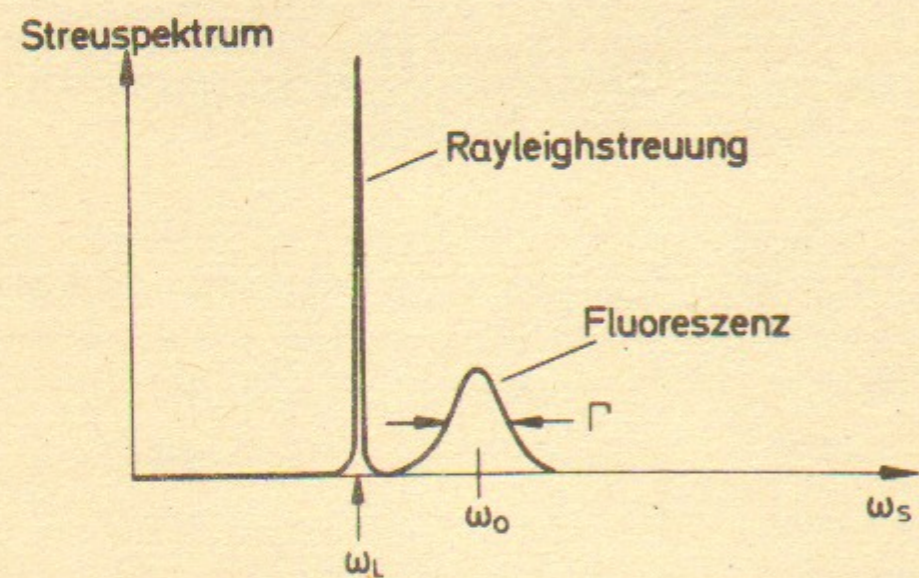


Рис. 2. Спектр рассеянного излучения $I_s(\nu)$ [18].

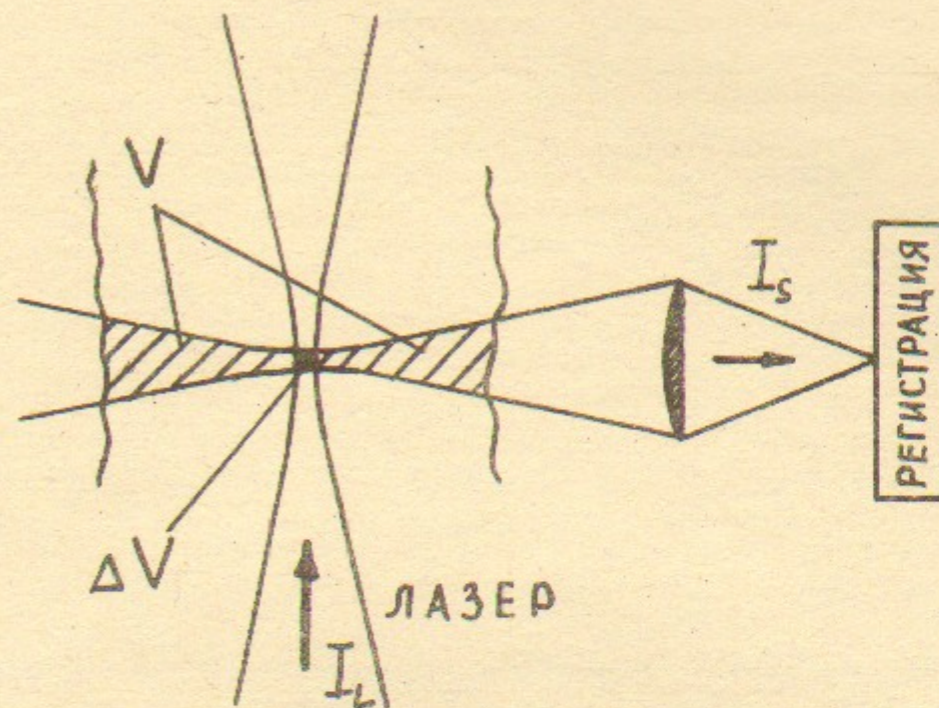


Рис. 3. Схема измерения интенсивности флуоресценции и рассеяния при лазерном возбуждении.

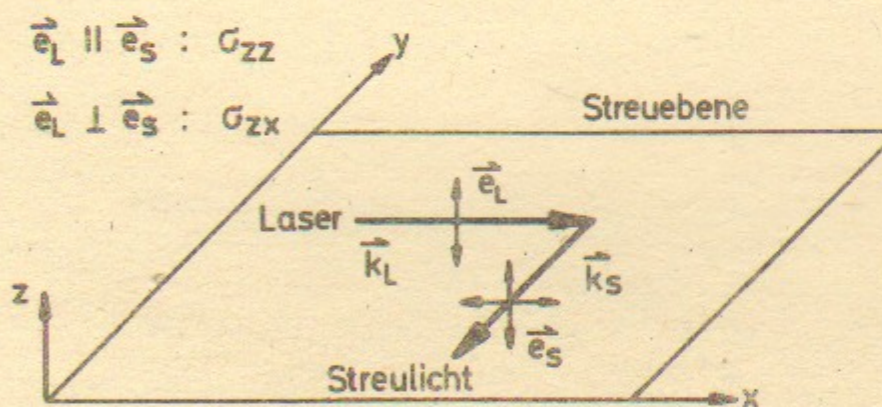


Рис. 4. Геометрия 90° -рассеяния плоскополяризованного света. В рассеянном свете наблюдаются поляризованная zz и деполаризованная zx - компоненты [18].

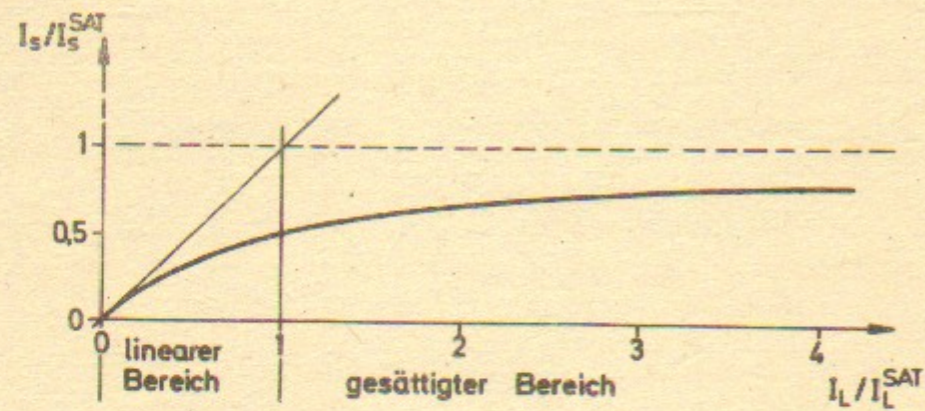


Рис.5. Насыщение интенсивности резонансной флуоресценции с ростом мощности возбуждения [18].

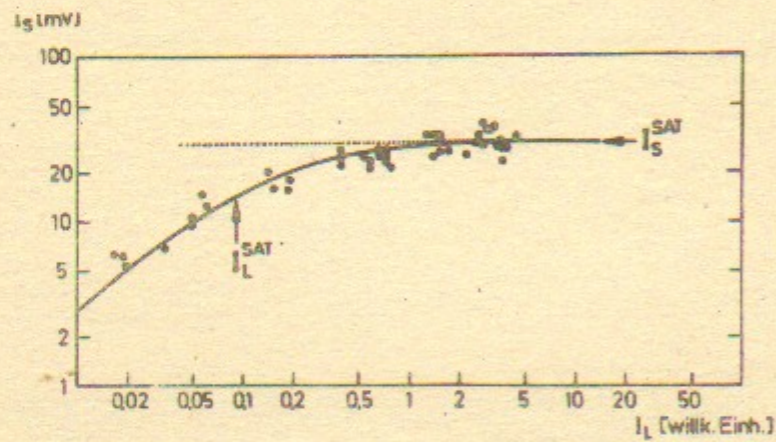


Рис.6. Экспериментальная зависимость интенсивности резонансной флуоресценции от мощности возбуждения [18].

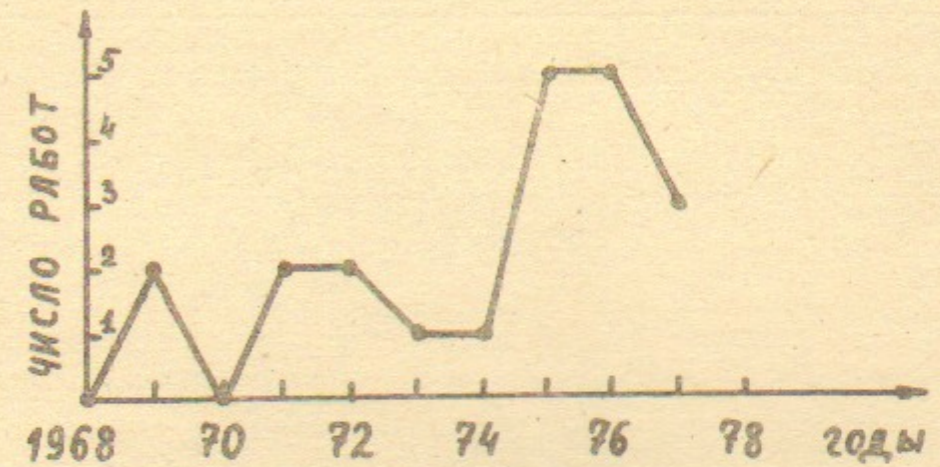


Рис.7. Распределение экспериментальных работ по годам.

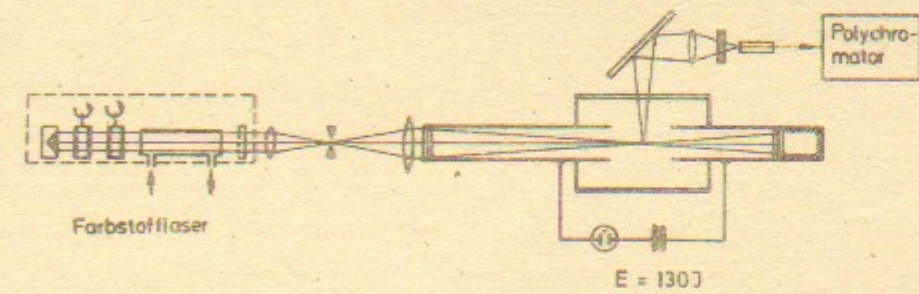


Рис.8. Оптическая схема экспериментов [18].

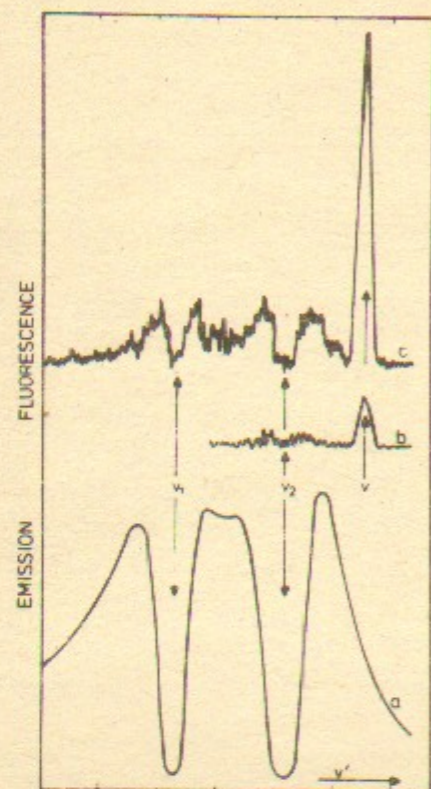


Рис. 9. Эмиссионный спектр (а) и спектр рассеяния и флуоресценции (в) и (с), возбуждаемый непрерывным лазером на красителе. Мощность дуги 240 Вт (в) и 420 Вт (с) [20].

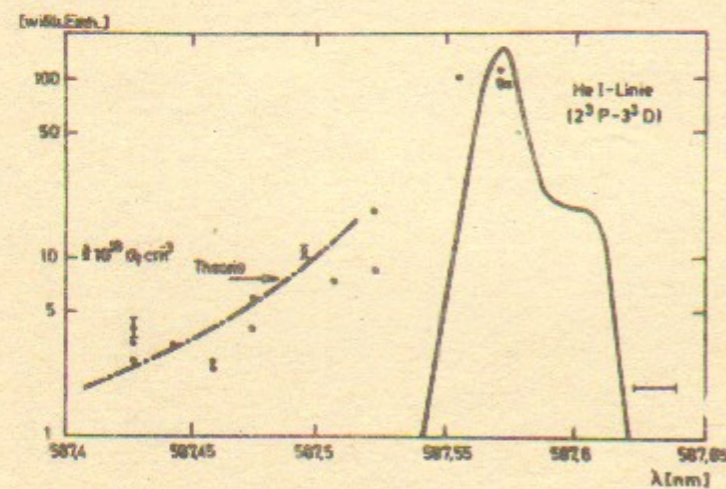


Рис. 10. Интенсивность рассеяния вблизи линии гелия [18].

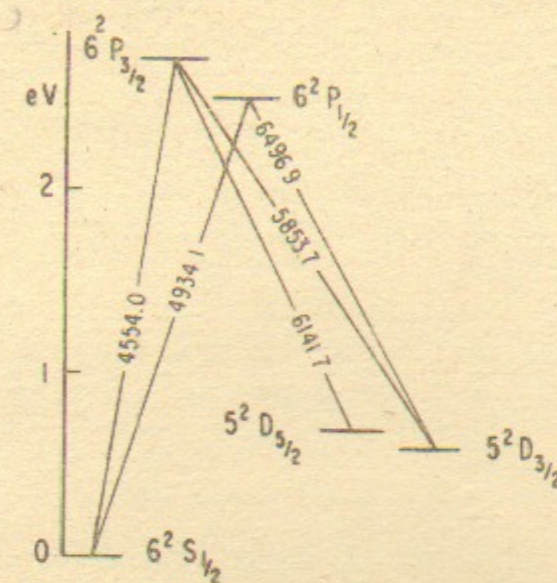


Рис. 11. Низколежащие энергетические уровни иона Ba^+ . Длины волн даны в ангстремах.

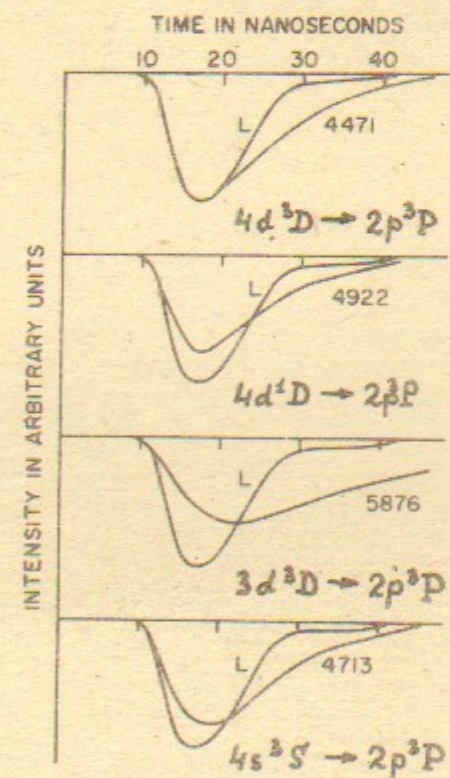


Рис. 12. Форма лазерного импульса накачки (L) и импульсов флуоресценции некоторых уровней He [7].

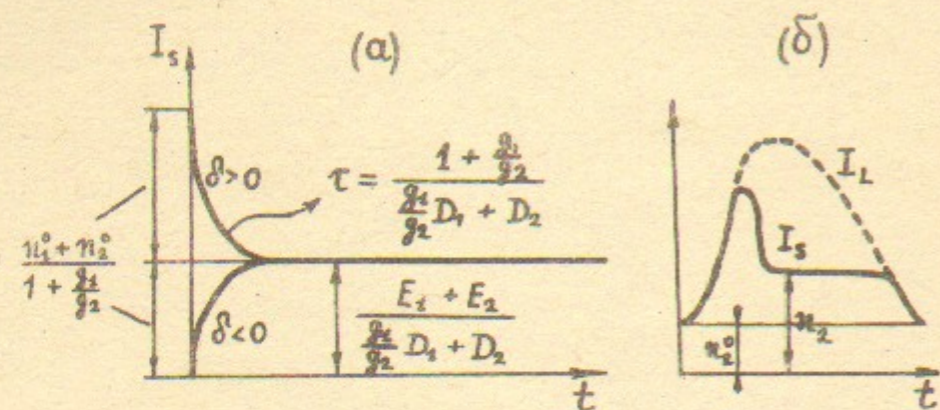


Рис. 13. Форма импульса флуоресценции; (а) — теория, (б) — эксперимент, I_L — форма импульса лазера [11, 27].

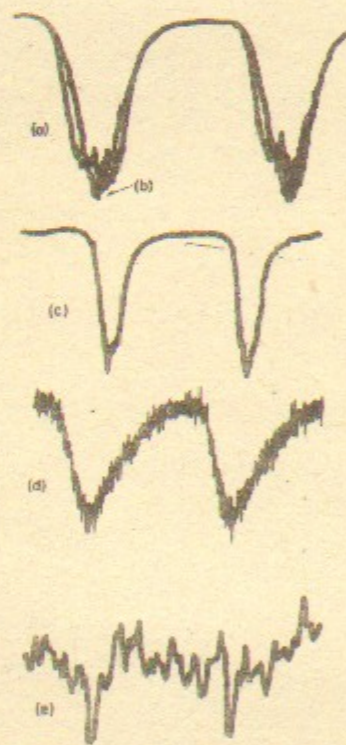


Рис. 14. Фабри-Перо — спектры линии 4880 Å Ar-II. (а) Флуоресценция при лазерном пучке, направленном по нормали к оси разряда; (в), (с) — лазер в свободной спектральной области (расстояние между пиками) — 0,2 Å; (д) — спонтанная эмиссия (наблюдаемая по нормали к оси разряда); (е) — флуоресценция при лазерном пучке, направленном параллельно оси разряда [15].

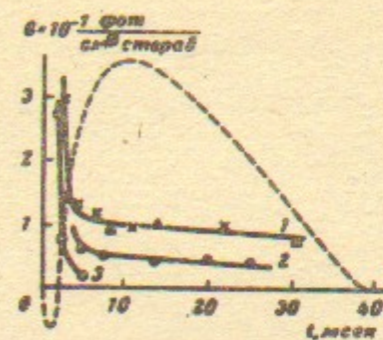


Рис. 15. Изменение сигнала флуоресценции на линии H_{α} нейтрального водорода на токамаке ФТ-1 [24]. Точки (x) — режим с током разряда 17 кА. Остальные точки — режим с током разряда 27 кА. Предварительная тренировка камеры снижает плотность нейтрального водорода (кривая 3). Пунктирная кривая — ток разряда.

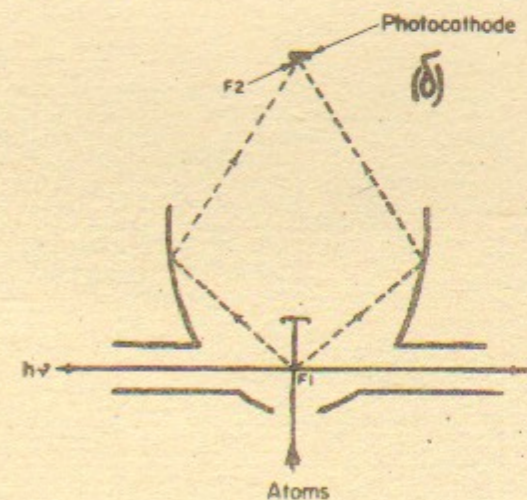
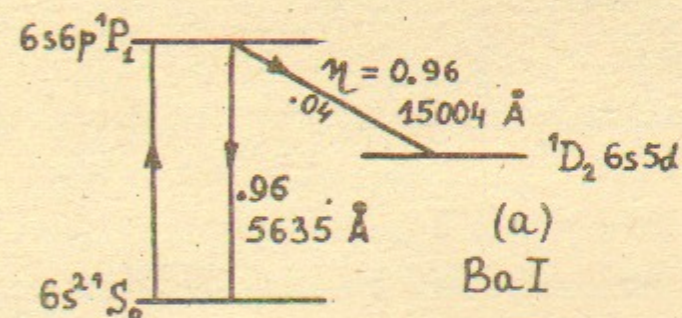


Рис. 16. (а) Диаграмма уровней BaI. (б) Схема эксперимента с эллипсоидным отражателем F_1 и F_2 — фокусы отражателя [23].

| | | | | | | | | | |
|------------------|---|---|------|-------|-----|-----|-----|------|------|
| Ba ₅₆ | { | A | 130 | 132 | 134 | 135 | 136 | 137 | 138 |
| | | % | 0.10 | 0.095 | 2.4 | 6.5 | 7.8 | 11.2 | 71.9 |

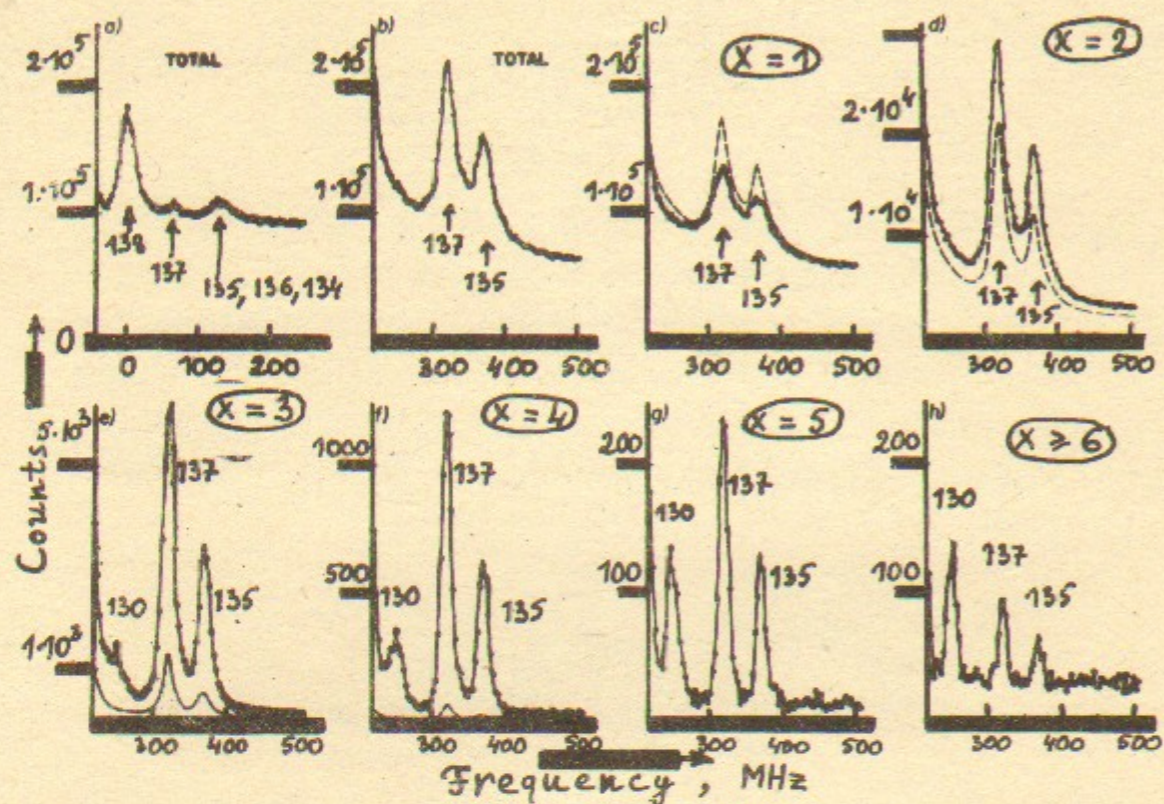


Рис. 17. Результаты измерений интенсивности резонансной флуоресценции атомов Ba [23].

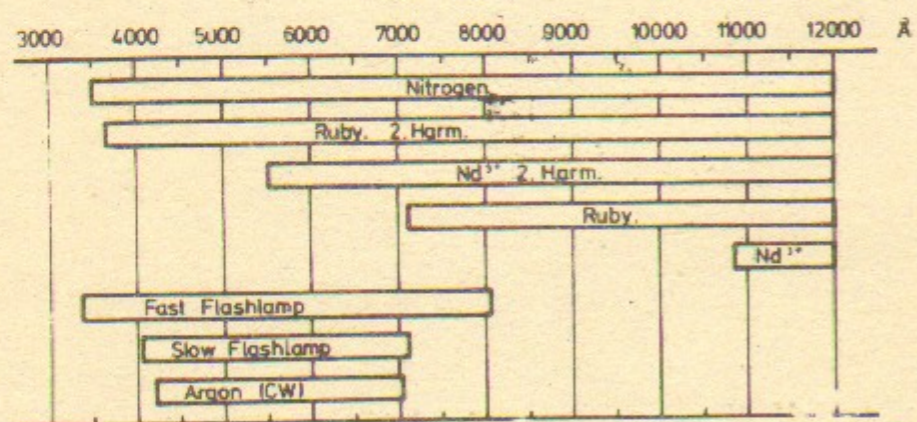


Рис. 18. Длины волн, генерируемые различными типами лазеров на красителях. В прямоугольниках указаны источники накачки лазеров на красителях [35].

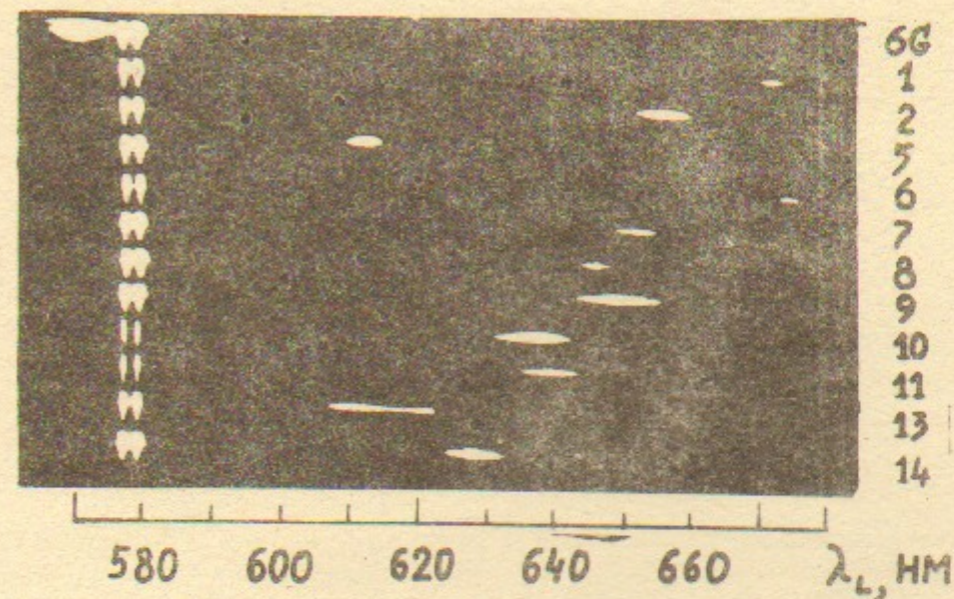


Рис. 19. Спектры генерации некоторых красителей класса керамидонинов. Краситель № 2 (2-бром - 6-фениламино-керамидонин) генерирует излучение, перекрывающее линию H_α (6563 Å).

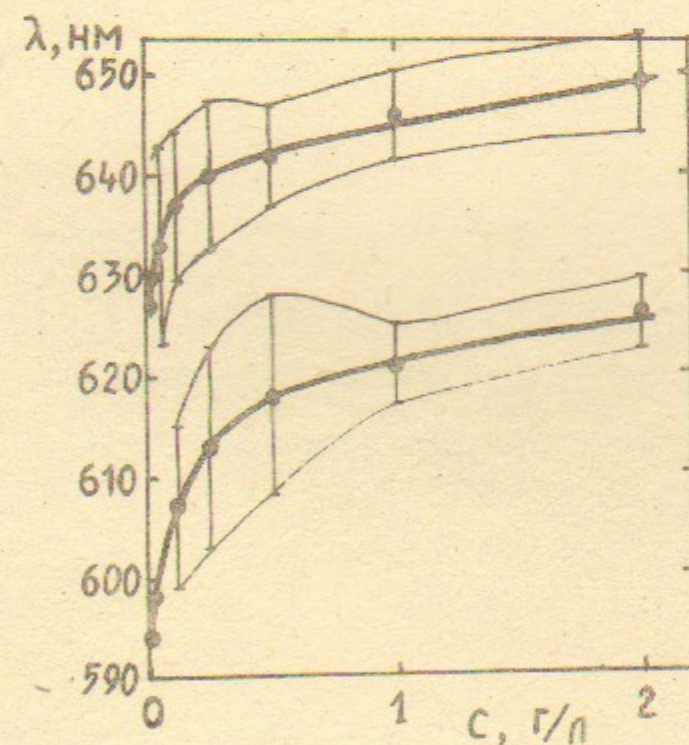


Рис. 20. Зависимость длины волны генерации двух красителей класса керамидонинов в зависимости от концентрации растворов при возбуждении второй гармоникой неодимового лазера.

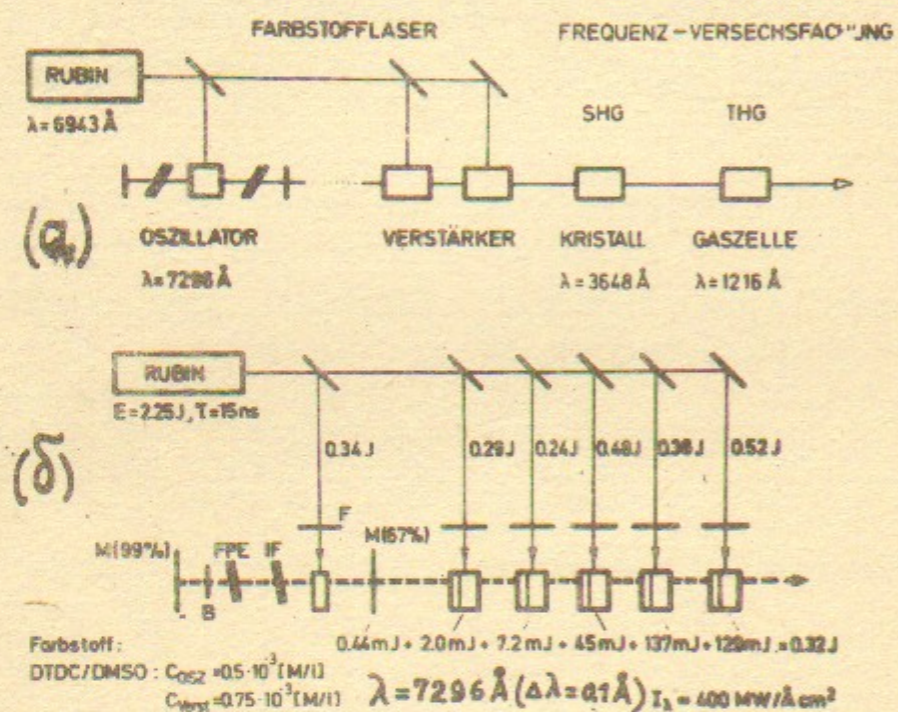


Рис. 21. (а) Проект схемы лазерной системы для получения когерентного излучения на длине волны $\lambda = 1216 \text{ \AA}$ (L_{α} - линия нейтрального водорода). (б) Генератор излучения на длине волны $\lambda = 7296 \text{ \AA}$ для использования в схеме (а) [39].

Работа поступила - 16 сентября 1978 г.

Ответственный за выпуск - С.Г. ПОПОВ
 Подписано к печати 25.XII-1978 г. МН 07967
 Усл. 2,0 печ.л., 1,8 учетно-изд.л.
 Тираж 250 экз. Бесплатно
 Заказ № 103.

Отпечатано на ротапинтере ИЯФ СО АН СССР