

СПЕКТР ИНДУЦИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
АТОМАРНОГО ИОДА НА СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРЕ
ПЕРЕХОДА ${}^2P_{1/2} - {}^2P_{3/2}$ (7603 см^{-1})

И. М. Белоусова, В. М. Киселев и В. Н. Курзенков

В работе экспериментально исследован спектр излучения атомарного иода на сверхтонкой структуре перехода ${}^2P_{1/2} - {}^2P_{3/2}$ в режиме свободной генерации. Зарегистрирована генерация на трех из шести компонент сверхтонкой структуры и изучены условия реализации этих компонент.

Как известно [1-4], в фотодиссоционных квантовых генераторах на CF_3J и $\text{C}_3\text{F}_7\text{J}$ было получено интенсивное индуцированное излучение на переходе ${}^2P_{1/2} - {}^2P_{3/2}$ атомарного иода. Однако в этих работах не рассматривался вопрос о спектральном составе генерируемого излучения, который, как показано ниже, является довольно сложным, потому, что запрещенный (как электрический дипольный) переход ${}^2P_{1/2} - {}^2P_{3/2}$ между подуровнями тонкой структуры основного состояния атома J^{127} обладает весьма широким сверхтонким расщеплением. Слабоинтенсивный и лежащий к тому же в инфракрасной области спектра этот переход до последнего времени не был достаточно изучен. В литературе имеются точные данные лишь по расщеплению терма ${}^2P_{3/2}$ [5]. Для терма ${}^2P_{1/2}$ такие данные отсутствуют. Предварительный анализ характера расщепления уровней и спектра переходов между ними можно провести, используя для терма ${}^2P_{1/2}$ расчетное значение постоянной сверхтонкой структуры. Ядро атома J^{127} имеет отличные от нуля магнитный дипольный, электрический квадрупольный и магнитный октупольный моменты [6], взаимодействие которых с электронной оболочкой и приводит к сверхтонкому расщеплению. Принимая во внимание, что для состояния с $J=1/2$ квадрупольное взаимодействие отсутствует, и полагая, что расщепление терма ${}^2P_{1/2}$ обусловлено главным образом магнитным дипольным взаимодействием (пренебрегаем октупольным), можно вычислить константу сверхтонкого расщепления терма ${}^2P_{1/2}$, используя ее связь с постоянной тонкой структуры, выражаемую соотношением [7, 8]

$$A = \frac{\Delta\nu}{Z_i} \frac{L(L+1)}{(L+1/2)(J+1)} \frac{m_p}{m_e} g_I \frac{F_r(JZ_i)}{H_r(LZ_i)}$$

Здесь $\Delta\nu$ — ширина тонкой структуры, m_p/m_e — отношение массы протона к массе электрона; F_r и H_r — релятивистские поправки, зависящие от L , J и Z_i ; Z_i — эффективный зарядный номер; g_I определяется выражением $\mu_I = I g_I \mu_{\text{яд}}$, где I — спин ядра, $\mu_{\text{яд}}$ — ядерный магнетон; μ_I — магнитный момент ядра.

Для терма ${}^2P_{1/2}$ имеем: $L=1$, $J=1/2$, $I=5/2$, $g_I=1.1175$ [8], $\Delta\nu=7603 \text{ см}^{-1}$, Z_i полагаем, согласно [7], равным $Z-4$, т. е. 49, при этом $F_r=1.2908$ и $H_r=1.0603$ [11].

Вычисленная таким способом константа $A_{1/2}$ оказывается равной 0.204 см^{-1} и дает величину расщепления терма ${}^2P_{1/2}$ 0.612 см^{-1} . Исполь-

зую известное расщепление термина ${}^2P_{3/2}$ [5] и вычисленное для ${}^2P_{1/2}$, получаем спектр переходов между подуровнями сверхтонкой структуры, схема которых приведена на рис. 1. Стрелками обозначены разрешенные по правилу отбора $\Delta F=0, \pm 1$ переходы. Расположение компонент сверхтонкой структуры в спектре показано на рис. 2. Высоты отрезков, соответствующих отдельным компонентам, пропорциональны их интенсивностям. Как видно из рис. 2, в спектре образуются две группы линий, начинающихся с разных подуровней верхнего состояния. Наиболее интенсивными оказываются переходы $F=3 \rightarrow F=4$ в коротковолновой группе и $F=2 \rightarrow F=2$ в длинноволновой.

Приведенное рассмотрение позволяет идентифицировать компоненты сверхтонкой структуры, наблюдавшиеся в работе [9] (рис. 3), и уточнить картину сверхтонкого расщепления генерационного перехода ${}^2P_{1/2} - {}^2P_{3/2}$ атомарного иода. Сопоставляя эти картины, видим, что в [9] отчетливо разрешены все три компонента, начинающиеся с подуровня $F=3$, причем наиболее интенсивной является также компонента $F=3 \rightarrow F=4$. Во второй

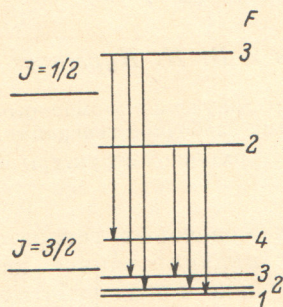


Рис. 1.

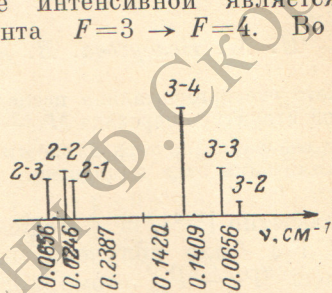


Рис. 2.

группе линий, начинающихся с подуровня $F=2$, наблюдаются две, одна из которых соответствует переходу $F=2 \rightarrow F=3$, а вторая — неразрешенным в опыте переходам $F=2 \rightarrow F=2$ и $F=2 \rightarrow F=1$, отстоящим друг от друга на 0.0247 см^{-1} . Спектральный интервал между компонентами $F=3 \rightarrow F=3$ и $F=2 \rightarrow F=3$ дает величину сверхтонкого расщепления термина ${}^2P_{1/2}$, равную 0.69 см^{-1} , что довольно близко к полученной из расчета 0.612 см^{-1} .

Рассмотрение спектра спонтанного перехода ${}^2P_{1/2} - {}^2P_{3/2}$ атомарного иода показало, что он обладает весьма широкой сверхтонкой структурой, состоящей из шести компонент. Картина расщепления еще более усложняется при наличии магнитных полей, видоизменяющих сверхтонкую структуру. Немаловажное значение имеет также и ширина контура каждой отдельной компоненты, что особенно существенно для переходов $F=2 \rightarrow F=1$ и $F=2 \rightarrow F=2$, расстояние между которыми составляет всего 0.0247 см^{-1} .

Уширение столкновениями при высоких давлениях и перекрытие контуров переходов, как и наличие магнитных полей, естественно должно сказываться также и на характере спектра генерации. Решению вопроса компонентной структуры спектрального состава излучения фотодиссоционного лазера, кинетике спектра в различных условиях работы генератора, выяснению причин реализации тех или иных компонент сверхтонкой структуры посвящена экспериментальная часть этой работы.

Регистрировался спектр излучения фотодиссоционного лазера в режиме свободной генерации. Наблюдались как интегральная за время импульса генерации картина спектра, так и ее временная структура. Исследования велись при наличии магнитного поля и без него, а также изучалось влияние добавок инертных газов.

Схема установки, на которой проводились измерения, представлена на рис. 4. Лазерной кюветой генератора 1 служил внутренний объем импульсной полостной лампы, на которую разряжалась емкость 100 мкф при напряжении до 5 кв. Внутренний диаметр кюветы составлял 20 мм,

а длина 160 мм. Применение такой системы, как ожидалось, позволило бы избежать нежелательного влияния магнитного поля накачки на активную среду. Однако, как выяснилось при эксперименте, полной компенсации поля добиться не удалось, что связано, по-видимому, с неоднородным по сечению заполнением плазмой импульсного разряда объема полостной лампы. Резонатор лазера состоял из двух плоских с диэлектрическим покрытием зеркал с коэффициентами отражения 99.5 и 93%.

Лазерная кювета генератора 2 длиной 640 мм и внутренним диаметром 16 мм помещалась в четырехламповый осветитель, причем расстояние от кюветы до каждой из ламп составляло 8 см. Использовались обычные прямые импульсные лампы с внутренним диаметром 16 мм и расстоянием между электродами 600 мм. Электрическая энергия накачки составляла 15 кдж. Зеркала резонатора имели коэффициенты отражения $R_1=99.5\%$ и $R_2=8\%$. Для получения однородных смесей рабочего вещества с инертными газами при исследовании их влияния на спектр генерации применялся смеситель 3, так как процесс перемешивания за счет диффузии происходит очень медленно [10]. Перемешивание рабочего вещества, в качестве которого использовались CF_3J и C_3F_7J , с инертными газами осуществлялось при протекании смеси газов по замкнутому кругу, образованному смесителем и лазерной кюветой. Для получения однородной смеси требовалось несколько секунд. Излучение генератора 1 непосредственно, а генератора 2 с помощью системы поворотных пластин заводилось в канал регистрации спектра, в котором в качестве спектрального прибора использовался эталон Фабри—Перо с базами 3 и 30 мм. В эталоне

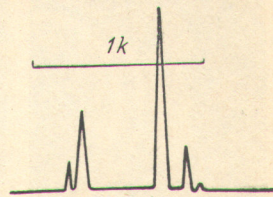


Рис. 3.

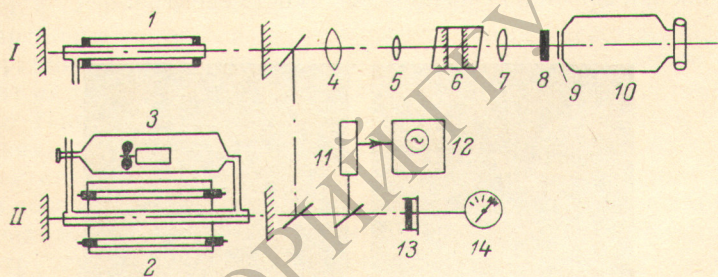


Рис. 4. Схема экспериментальной установки.

применялись зеркала с диэлектрическим покрытием и коэффициентами отражения 96%. Для подсветки большого числа колец интерференционной картины применялась телескопическая система 4—5, увеличивающая угловую расходимость излучения лазера.

Интерференционная картина объективом 7 проецировалась на плоскость фотокатода электронно-оптического преобразователя 10. С помощью интерференционного фильтра 8 убирался световой фон ламп накачки. При исследовании временных характеристик спектра на плоскость фотокатода устанавливалась вертикальная щель шириной 0.1—0.5 мм и высотой 15 мм. С помощью линейной развертки изображение спектра разворачивалось во времени. Излучение генератора 2 регистрировалось калориметром 13, сигнал с которого подавался на гальванометр 14. Одновременно проводилось осциллографирование импульса генерации.

Интерферограммы спектра генератора на полостной лампе, полученные в статическом режиме регистрации, приведены на рис. 5, а и б. В обоих случаях использовалась база эталона длиной 3 мм, при этом спектральный интервал между порядками интерференционной картины составлял 2.88 Å. На рис. 5, а наблюдаются две генерирующие компоненты сверхтонкой структуры. Спектральное расстояние между ними, как ока-

залось, соответствует расстоянию между компонентами 3—4 и 2—1 или 2—2 и равно $0.8 \pm 0.1 \text{ \AA}$. Интегральные за время импульса генерации интенсивности компонент примерно одинаковы.

На рис. 5, б приведена интерферограмма, полученная практически в тех же самых случаях, что и на рис. 5, а, т. е. при одинаковом давлении рабочего вещества, одинаковой накачке и т. д. Однако в этом случае генерация реализуется только на одной из компонент сверхтонкой структуры, а именно на компоненте 2—1 или же 2—2, что выяснить с базой эталона Фабри—Перо, равной 3 мм, не удалось, так как расстояние между ними 0.04 \AA входит в пределы погрешности измерений.

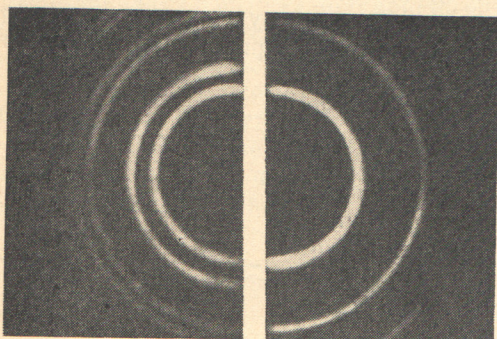


Рис. 5.

База эталона 3 мм, $\Delta\lambda = \lambda^2/2t = 2.88 \text{ \AA}$, давление $\text{C}_3\text{F}_7\text{J}$ 30 тор.

Вторая компонента отсутствует, что указывает на недостаточную воспроизводимость спектра в генераторе на полостной лампе. Основным флуктуирующим фактором, по нашим предположениям, здесь являлось распределение плотности тока по сечению полостной лампы в течение импульса тока накачки. Обусловленное этими флуктуациями магнитное поле внутри лазерной кюветы могло принимать всевозможные значения при самых произвольных направлениях, с чем, как мы предположили и что впоследствии подтвердилось, и связана невоспроизводимость спектра.

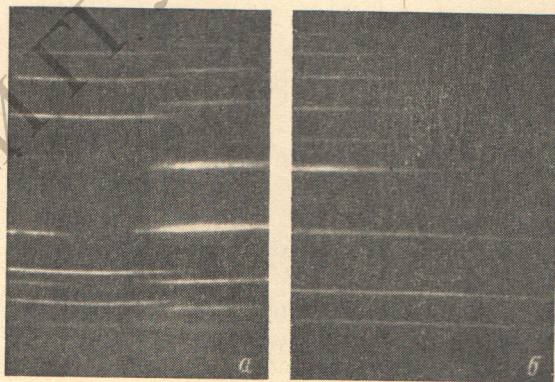


Рис. 6.

База эталона 3 мм, $\Delta\lambda = \lambda^2/2t = 2.88 \text{ \AA}$, давление $\text{C}_3\text{F}_7\text{J}$ 15 тор. а — $H \approx 700 \text{ э}$, б — $H \approx 0$.

Для выяснения этого вопроса использовался генератор 2 с четырехламповым отражателем, в котором поле от ламп накачки можно было изменять в широких пределах. Самым простым способом регулировки величины магнитного поля являлось различное подключение ламп. В случае, когда токи во всех лампах текут в одну сторону, магнитное поле в кювете можно считать полностью скомпенсированным по сравнению со случаем, когда токи текут в различных направлениях.

Учитывая этот факт, проводилась регистрация спектра как с компенсацией поля, так и без нее, причем, чтобы выяснить поведение генерирующих компонент на протяжении всего импульса генерации, использовалась временная развертка спектра.

Типичные для двух применявшихся вариантов подключения ламп интерферограммы приведены на рис. 6, а и б. Использовалась база эталона 3 мм. В результате измерений было установлено, что при наличии магнитного поля, изменяющегося во времени по закону изменения тока накачки ($H_{\max} = 7000$ э), в генерации реализуются три из шести компонент сверхтонкой структуры. Этот факт иллюстрируется интерферограммой рис. 6, а. Как было установлено, этими компонентами являются 3—4, 2—1 или 2—2 и 3—3. Генерируют эти компоненты, как видно из рис. 6, а, последовательно одна за другой, причем генерация начинается на переходе $F=3 \rightarrow F=3$, затем перескакивает на переход $F=2 \rightarrow F=1$ или $F=2 \rightarrow F=2$ и заканчивается на переходе $F=3 \rightarrow F=4$. Двухкомпонентная генерация, наблюдавшаяся на рис. 5, а, имеет аналогичную временную структуру, а именно, начинаясь на переходе $F=2 \rightarrow F=1$, затем перескакивает на переход $F=3 \rightarrow F=4$, на котором идет до конца.

На рис. 6, б приведена интерферограмма, типичная для случая компенсированного магнитного поля. Давление рабочего вещества и уровень накачки были такими же, как и в присутствии поля. Возникая на переходе $F=3 \rightarrow F=4$ между подуровнями сверхтонкой структуры, генерация до конца импульса идет только на этом переходе. Перескоков на другие компоненты в этих условиях не наблюдалось.

Компоненты сверхтонкой структуры, наблюдавшиеся в генерации в присутствии магнитного поля, регистрировались также с помощью эталона Фабри—Перо с базой 30 мм ($\Delta\lambda = 0.288$ Å), что позволило уточнить спектральное расстояние между ними. В частности, расстояние между компонентами 3—3 и 3—4 составляет 0.25 ± 0.01 Å, а между 3—4 и 2—1 (2—2) — 0.80 ± 0.01 Å. Какая именно из компонент сверхтонкой структуры 2—1 или 2—2 реализуется в генерации по-прежнему установить невозможно, так как генерация идет при наличии магнитного поля, что, как показано в работе [9], приводит к смещению положения этих компонент в спектре и изменяет расстояние между ними.¹

Одновременно со спектральными измерениями регистрировалась энергия генерации. В результате было обнаружено, что энергия импульса не зависит от того, на скольких и каких компонентах сверхтонкой структуры идет генерация. В частности, выходная энергия была одинаковой и в случаях, спектр которых представлен на рис. 6, а и б, соответственно отсутствию и наличию магнитного поля. Таким образом, с фотодиссоционного лазера, в котором компенсировано магнитное поле ламп накачки, можно реализовать генерацию только на одной из шести компонент сверхтонкой структуры, а именно на компоненте, соответствующей переходу $F=3 \rightarrow F=4$, причем без потери мощности.

Результаты исследований влияния добавок инертных газов на спектр фотодиссоционного лазера представлены на рис. 7. На рис. 7, а приведен спектр генерации фотодиссоционного лазера в присутствии магнитного поля и без каких-либо добавок. В данном случае в отличие от рис. 6, а генерация наблюдалась при меньшем давлении активного вещества и соответственно при меньшем усилении. При этом в спектре реализуются только две компоненты 2—1 (2—2) и 3—4, что позволяет сделать вывод о зависимости числа генерирующих компонент в присутствии магнитного поля от коэффициента усиления среды. Аналогичное явление уменьшения числа генерирующих компонент при наличии магнитного поля имеет место также и при введении достаточно больших добавок инертных газов в кювету с активным веществом (рис. 7, б, где генерация осуществляется только на компоненте 3—4). Одновременно с этим происходит падение выходной энергии излучения, обусловленное уменьшением коэффициента усиления, согласно известному соотношению $k_0 \sim 1/\Delta\nu$, где $\Delta\nu \sim p$. Отсюда ясно,

¹ В магнитном поле классификация переходов, вообще говоря, осуществляется по M_F или по M_J и M_I . В нашей же работе указывается только на принадлежность перехода к группе уровней с соответствующим F , так как изучение структуры уровней в промежуточном магнитном поле не проводилось.

что добавки буферного газа можно использовать для селекции генерирующих компонент сверхтонкой структуры, но в то же время следует отметить, что это связано с потерей выходной энергии. Более того, этот способ подходит только для определенных значений коэффициента усиления среды. Поднимая уровень накачки или повышая давление рабочего вещества и тем самым увеличивая усиление, можно при том же давлении буферного газа получить снова многокомпонентную генерацию (рис. 7, *в*).

В диапазоне давлений буферного газа, где энергия излучения не уменьшается, не было обнаружено заметного влияния добавок на генерационный спектр, и природа реализации тех или иных компонент сверхтонкой структуры в генерации определяется главным образом наличием или отсутствием магнитного поля в объеме активной среды. В частности,

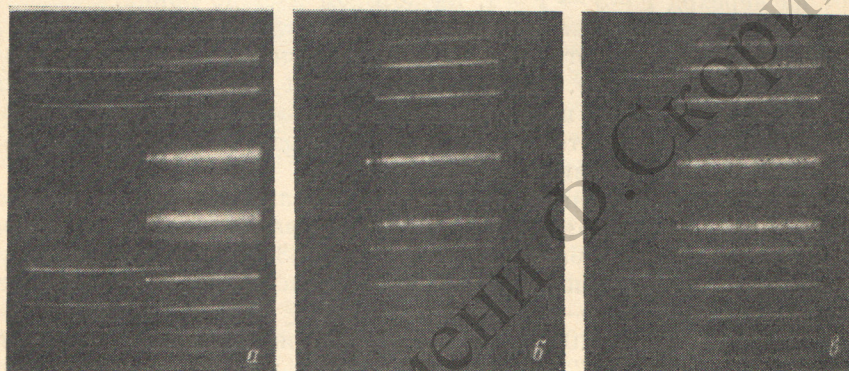


Рис. 7.

База эталона 3 мм, $\Delta\lambda = \lambda^2/2l = 2.88 \text{ \AA}$. *а* — давление C_2F_4 4 тор, давление HeO тор, $H \approx 700$ э; *б* — давление C_2F_4 4 тор, давление He 450 тор, $H \approx 700$ э; *в* — давление C_2F_4 8 тор, давление He 450 тор, $H \approx 700$ э.

в отсутствие магнитного поля генерация реализуется только на переходе $F=3 \rightarrow F=4$ и не зависит от величины превышения усиления над порогом, в то время как в магнитном поле в спектре появляются и другие компоненты сверхтонкой структуры.

Таким образом, в результате измерений спектра излучения фотодиссоционного лазера обнаружено, что из шести компонент сверхтонкой структуры спонтанного перехода $5p^2P_{1/2} - 5p^2P_{3/2}$ атомарного иода в генерации реализуются компоненты 3—3, 3—4 и одна из компонент 2—1 или 2—2. Показано, что в присутствии магнитного поля спектр является многокомпонентным, причем число реализуемых в генерации компонент определяется величиной коэффициента усиления. С помощью компенсации магнитных полей токов накачки получена устойчивая однокомпонентная генерация на переходе 3—4, причем без потери мощности по сравнению с многокомпонентной генерацией. Остальные компоненты сверхтонкой структуры в отсутствие магнитного поля в генерации не реализуются независимо от величины коэффициента усиления, что, по-видимому, объясняется сильной конкуренцией между ними в этих условиях.

Литература

- [1] J. V. V. Kasper, G. C. Pimental. Appl. Phys. Lett., 5, 231, 1964.
- [2] J. V. V. Kasper, J. H. Parker, G. C. Pimental. J. Chem. Phys., 43, 1827, 1965.
- [3] Т. А. Андреева, В. А. Дудкин, В. Н. Малышев, Г. В. Михайлов, В. Н. Сорокин, Л. А. Новиков. ЖЭТФ, 49, 1408, 1965.
- [4] M. A. Pollack. Appl. Phys. Lett., 8, 36, 1966.

- [5] V. Jaccarino, J. G. King, R. A. Setten, H. H. Stroke. Phys. Rev., 94, 1798, 1954.
- [6] Atomic Energy Levels, Circular of the National Bureau of Standards, Washington, 1949—1957.
- [7] И. И. Соболевман. Введение в теорию атомных спектров. ГИФМЛ, М., 1963.
- [8] С. Э. Фриш. Оптические спектры атомов. ГИФМЛ, М., 1963.
- [9] I. Verges. Spectrochim. Acta, 24B, 177, 1969.
- [10] И. М. Белоусова, В. М. Киселев, В. Н. Курзенков. ЖТФ, 40, 402, 1970.
- [11] Г. Копферман. Ядерные моменты. ИЛ, М., 1960.

Поступило в Редакцию 28 июля 1971 г.

347724

