

ЭФФЕКТ ХАНЛЕ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ НА УРОВНЕ 6^1D_2 КАДМИЯ

Е. Н. Котликов

Описывается эксперимент по определению времен герцевской когерентности высоко возбужденных состояний методом пересечения уровней с использованием накачки импульсным лазерным излучением. Возможность использования такого возбуждения расширяет число доступных измерению уровней атомов.

В настоящей работе определяется радиационное время жизни уровня $5s6d\ ^1D_2$ кадмия, являющегося верхним рабочим уровнем импульсной генерации $\lambda=1912.3$ нм (переход $6^1P_1 \rightarrow 6^1D_2$) [1], путем измерения интенсивности линии $\lambda=466$ нм с различными поляризациями в магнитном поле.

Блок-схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Центральная часть разрядной трубки, обеспечивающей генерацию, помещалась в печь, в которой поддерживалась температура 300°C . Внутри трубки имелись отрезки, в которых находился кадмий. Буферным газом служил гелий при давлении 10 тор. Буферный газ изолировал окошки трубки от контакта с парами кадмия. Поляризация лазерного излучения задавалась приклеенными под углом Брюстера кварцевыми окошками.

Генерация имела длительность 70 мксек. с задержкой относительно импульса тока $60\div 80$ мксек.

В эксперименте исследовалось спонтанное излучение от дополнительной разрядной трубки, помещенной в резонатор соосно с основной, обеспечивающей генерацию.

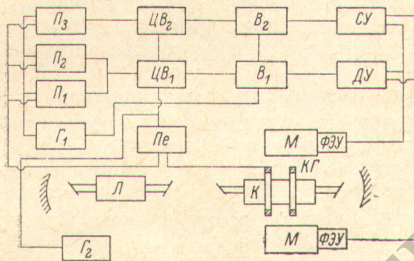


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки.

Л — лазер на парах кадмия, К — кювета, М — монокроматоры, ДУ — дифференциальный усилитель, СУ — суммирующий усилитель, В — схемы линейного пропускания, ЦВ — цифровые вольтметры, П — пересчетные приборы, Г — генераторы импульсов, Пе — переключатель, КГ — катушки Гельмгольца.

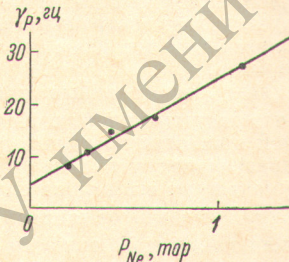


Рис. 2. Экстраполяция γ_p уровня $1D_2$ кадмия по давлению неона.

В дополнительной разрядной трубке поддерживался непрерывный разряд на парах неона и кадмия. Такой вариант эксперимента позволяет в широких пределах варьировать условия в исследуемой зоне разряда. Центральная часть дополнительной трубки

помещалась в печь, температура которой поддерживалась равной 270°C ($P_{\text{Cd}} = 7 \times 10^{-3}$ тор) и на нее накладывалось аксиальное магнитное поле с помощью катушек Гельмгольца.

Спонтанное излучение от разряда постоянного тока наблюдалось через два боковых сапфировых окошка, расположенных под углом 90° относительно друг друга (параллельно и перпендикулярно вектору поляризации лазерного излучения).

Исследуемая линия $\lambda=466$ нм (переход $5^1D_2 \rightarrow 5^1P_1$) выделялась монокроматорами (М) и регистрировалась ФЭУ (рис. 1). Ток фотоумножителя состоял из постоянной составляющей и импульсов фототока, вызванных изменением интенсивности спонтанного излучения под действием лазерного излучения. Постоянная составляющая убиралась дифференцирующей цепочкой. Напряжение, связанное с импульсами фототока, будем называть сигналами.

Сигналы с ФЭУ поступали на два канала регистрирующей схемы. Входом первого канала служил дифференциальный усилитель (ДУ), входом второго — суммирующий усилитель (СУ). Усиленные разность и сумма сигналов поступали на схемы линейного пропускания («ворота»), открывавшиеся импульсом напряжения со второго канала генератора сдвинутых импульсов Г5-7а (G_2), совпадавшем во времени и по длительности с импульсом генерации. Первый канал генератора G_2 запускал блок питания лазера.

На выходе «ворот» стояли интегрирующие цепочки. Напряжение с интегрирующих цепочек измерялось цифровыми вольтметрами ВК-7-10а (ЦВ₁, ЦВ₂) и преобразовывалось в импульсы, число которых пропорционально измеряемому напряжению. Эти

импульсы накапливались на пересчетных приборах ПП-12 (P_1, P_2, P_3). Запуск цифровых вольтметров осуществлялся генератором G_2 .

С целью уменьшения влияния шумов, применялось «прерывание» магнитного поля с частотой $1/3$ гц переключателем Pe . Переключатель осуществлял также синхронное с магнитным полем включение пересчетных приборов так, что первый прибор копил импульсы от цифрового вольтметра (CB_1) только при наличии магнитного поля, а второй — без поля. Разность показаний приборов P_1 и P_2 давала зависимость разности сигналов с двух ФЭУ от магнитного поля, а показания прибора P_3 — суммы сигналов в магнитном поле. Число измерений цифровых вольтметров также фиксировалось пересчетными приборами.

Измеряемое отношение разности сигналов к сумме имело вид лорентцеской кривой. По полуширине (H) на половине высоты можно определить время герцевской когерентности [2]

$$\tau_p = \frac{1}{2\pi\gamma_p} = \frac{mc}{egH},$$

где γ_p — обратное время герцевской когерентности, которое обозначено через τ_p , H — значение магнитного поля на половине высоты.

Определяемое таким образом время τ_p зависит от условий, в которых находится атом. На него оказывают влияния деполяризующие соударения; кроме того, оно зависит от мощности лазерного излучения и от пленения излучения. Для определения радиационного времени жизни необходимо учесть все факторы, влияющие на время герцевской когерентности τ_p .

При изменении разрядного тока в пределах $4 \div 25$ ма ширины кривых Ханле в пределах погрешности оставались постоянными. Относительная величина сигнала Ханле [3] также не менялась. Так как все последующие измерения проводились при токе 20 ма, мы считали, что столкновениями с заряженными частицами и пленением излучения можно пренебречь при определении времени герцевской когерентности.

Нами проводилась экстраполяция по давлению кадмия в пределах $(3 \div 10) \cdot 10^{-3}$ тор при неизменном давлении неона 0.7 тора. Уширения соударениями с атомами кадмия замечено не было.

Измерения γ_p , проведенные при различных мощностях лазерного излучения, показали, что ширины кривых Ханле монотонно увеличиваются с ростом поля. При максимальной мощности лазерного излучения уширение не превышало 15%.

Деполяризующие соударения с буферным газом увеличивают ширину сигнала пересечения и уменьшают его относительную величину. На рис. 2 показана экстраполяция γ_p уровня $1D_2$ кадмия от давления неона (при каждом определении γ_p проводилась экстраполяция к нулевой мощности лазерного поля. Точка, соответствующая нулевому давлению неона на рис. 2, дает нам радиационное время жизни, равное

$$\tau_0 = \frac{1}{2\pi\gamma_0} = (34 \pm 5) \text{ нсек.}$$

Из наклона прямой можно определить уширение деполяризующими соударениями ($\gamma_{ст.} = \gamma_p - \gamma_0$), равное

$$\frac{\gamma_{ст.}}{P} = (20 \pm 3) \text{ Мгц/тор,}$$

P — давление неона.

Сигнал пересечения составлял величину порядка $10^{-4} \div 10^{-2}$ от спонтанного излучения с уровня $1D_2$ при скважности следования импульсов генерации около 10^2 . Сигналы сильно зашумлены, и точность измерения ширины единичного контура при обработке результатов на ЭВМ составляла величину $10 \div 20\%$. Указанная в работе погрешность измерения τ_0 включает только случайные ошибки измерений.

Полученное значение времени жизни хорошо согласуется со значением, полученным в [4], где методом задержанных совпадений определена величина $\tau_0 = (37 \pm 1.5)$ нсек. Данных по уширению деполяризующими соударениями в литературе не имеется.

Автор приносит благодарности М. П. Чайке за предложение поставить эксперимент с импульсным лазером. В измерениях принимал участие К. К. Боярский.

Литература

- [1] А. Дубровин, А. Тибиллов, М. Шевцов. Опт. и спектр., 32, 1352, 1972.
- [2] Х. Каллас, В. Ребане, М. Чайка. Сб. «Физика газовых лазеров». ЛГУ, 94, 1969.
- [3] D. Descomps, M. Dumond. Compt. Rend. Acad. Sci., 262, 151, 1966.
- [4] Я. Веролайнен, А. Ошерович. Опт. и спектр., 20, 929, 1966.

Поступило в Редакцию 7 июня 1972 г.