

Ж/53
062

УДК 539.184 : 546.292

ВРЕМЯ ЖИЗНИ И СЕЧЕНИЯ ДЕПОЛЯРИЗУЮЩИХ СОУДАРЕНИЙ УРОВНЯ $3p_4$ НЕОНА

Е. Котликов, Г. Тодоров и М. Чайка

Методом пересечения подуровней в нулевом магнитном поле (эффект Ханле) определено радиационное время жизни уровня $3p_4$ Ne: $\tau_0 = 60 \pm 10$ нсек. Определены сечения деполаризующих соударений Ne в состоянии $3p_4$ с атомами Ne и Ne, которые оказались соответственно равны $\sigma_{Ne^*-Ne}^2 = (90 \pm 20) 10^{-16}$ см² и $\sigma_{Ne^*-Ne}^2 = (100 \pm 10) 10^{-16}$ см².

В настоящей работе методом пересечения уровней в нулевом магнитном поле определяется время жизни уровня $3p_4$ неона, являющимся нижним рабочим уровнем генерации 3392 нм ($3s_2 - 3p_4$). Уровень $3p_4$ исследовался таким методом в работах [1-3]. В этих работах определялось только время герцевской когерентности, сильно зависящее от условий, в которых находится атом. На него оказывают значительное

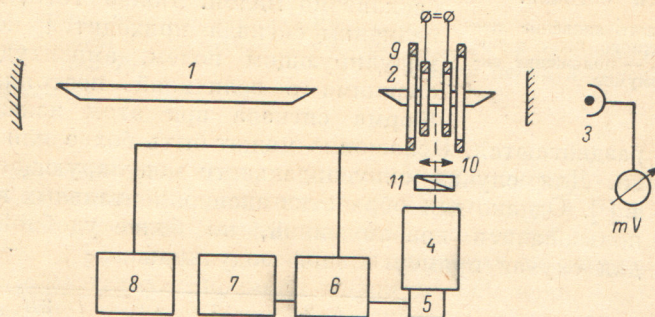


Рис. 1.

1 — разрядная трубка с активной средой, обеспечивающая генерацию на 3392 нм; 2 — дополнительная разрядная трубка; 3 — фотодетектор; 4 — монохроматор; 5 — ФЭУ; 6 — синхронный детектор; 7 — самописец ЭПП-09; 8 — звуковой генератор ГЗ-18; 9 — две пары катушек Гельмгольца, 10 — линза, 11 — поляризатор.

влияние деполаризующие соударения, кроме того, оно зависит от электромагнитного поля лазерного излучения и от других условий.

Радиационное время жизни может быть определено при экстраполяции к нулю всех действующих на ширину сигнала Ханле факторов. Такая попытка была сделана в работе [4]. Проведенная в ней двойная экстраполяция (по току разряда и давлению газа) привела к значению радиационного времени жизни $\tau_0 = 13_{\text{нсек.}}$ ($\gamma_0 = 12$ МГц). Однако в этой работе точки, соответствующие ширине при разных давлениях газа (но являющиеся результатом экстраполяции по мощности), не укладываются на прямую. Проведенная там нелинейная экстраполяция недостаточно обоснована. Связанная с отклонением от ожидаемой линейной зависимости γ от давления неопределенность результата побудила нас провести более тщательные измерения на этом же уровне. Для этого

310123

была собрана установка, блок-схема которой приведена на рис. 1. В отличие от экспериментов [3, 4] в настоящей работе исследовалось спонтанное излучение от дополнительной разрядной трубки (2), помещенной внутрь резонатора соосно с основной, обеспечивающей генерацию $\lambda = 3392$ нм (1). Этот вариант эксперимента, применяемый французскими исследователями, дает возможность в широких пределах варьировать условия (давление, ток, состав смеси). Эти вариации почти не влияли на мощность генерации, которая контролировалась фотоспротивлением (3) и для каждого измерения поддерживалась постоянной. Аксиальное магнитное поле, создаваемое катушками Гельмгольца (9), накладывалось на участок разряда в дополнительной трубке. Измерялось изменение интенсивности спонтанного излучения линии 359.3 нм (переход $3p_4 - 1s_2$). Для выделения этого сигнала применялась модуляция магнитного поля с последующим синхронным детектированием.

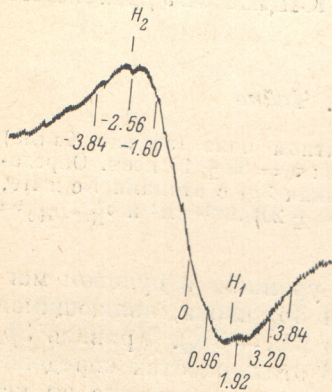


Рис. 2. Пример экспериментальной записи сигнала.

Цифры показывают значение постоянного магнитного поля в эрстедах. H_1 и H_2 — положение экстремумов.

В предположении бесконечно малой амплитуды модулирующего поля и при наблюдении перпендикулярно электрическому вектору возбуждающего света сигнал на выходе детектора имеет вид производной от лорентцовского контура. Амплитуду модулирующего поля, применяемого в эксперименте, нельзя считать бесконечно малой. Более того, из-за малой величины сигнала приходится пользоваться модулирующим полем, амплитуда которого сравнима с величиной постоянного поля. Форма сигнала при этом искажается, его экстремумы раздвигаются. Искажение может быть более или менее корректно учтено. Для случая синусоидального модулирующего поля оно рассмотрено в [5]. Однако для обработки экспериментальных кривых типа рис. 2 мы пользовались приближенной, но более удобной формулой, полученной для случая прямоугольной модуляции

$$\gamma = \frac{1}{2\pi\tau} = \frac{eg}{4\pi mc} (H_1 - H_2) \sqrt{1 - \left(\frac{2H_{\text{мод}}}{H_1 - H_2}\right)^2} + 2\sqrt{1 - \left(\frac{2H_{\text{мод}}}{H_1 - H_2}\right)^2}. \quad (1)$$

Здесь γ — ширина кривой Ханле в мегагерцах, τ — соответствующее ей время когерентности, H_1 и H_2 — значения полей в экстремумах экспериментальной кривой в эрстедах, а $H_{\text{мод}}$ — амплитуда модуляции в эрстедах.

Величина γ , определенная по формуле (1), отличается от результатов обработки экспериментальных данных по [5], и это отличие зависит от амплитуды модуляции. Для наших экспериментов, в которых величина $H_{\text{мод}} / (H_1 - H_2)$ не превышала значения 0.3, это отличие не превышает трех процентов. Справедливость обработки экспериментальных данных с помощью формулы (1) была подтверждена также путем экстраполяции $H_{\text{мод}}$ к нулю.

Из рис. 2 видно, что $H_1 \neq -H_2$; это связано с наличием лабораторного магнитного поля, которое смещает положение нуля на записи, но не сказывается на величине разности $H_1 - H_2$.

В эксперименте снималась серия кривых типа рис. 2 для различных значений тока, мощности лазерного поля и парциальных давлений смеси неона и гелия. Мощность лазерного поля управлялась разрядным

током основной трубки и менялась в 5—7 раз. Ширины кривых Ханле монотонно возрастали с увеличением мощности поля на 10—20%. Изучались смеси с содержанием неона 9, 15, 27, 35, 42, 50 и 100% по объему. Общее давление каждой смеси менялось от 0.2 до 1 тора. В чистом неоне наблюдалось поглощение лазерного поля, все остальные смеси усиливали.

При изменении разрядного тока от 1 до 50 ма ширины кривых сигнала Ханле в пределах погрешности измерений оставались постоянными. Из этого наблюдения можно сделать вывод, что столкновения с заряженными частицами и пленение излучения не влияют заметно на время когерентности уровня $3p_4$. Поэтому все последующие измерения проводились при неизменном значении тока 20 ма.

В результате обработки экспериментальных кривых по формуле (1) были получены величины γ — обратные времена когерентности. Для определения радиационной ширины уровня γ_0 нами проводилась экстраполяция γ к нулевым значениям мощности лазерного поля и давления газовой смеси.

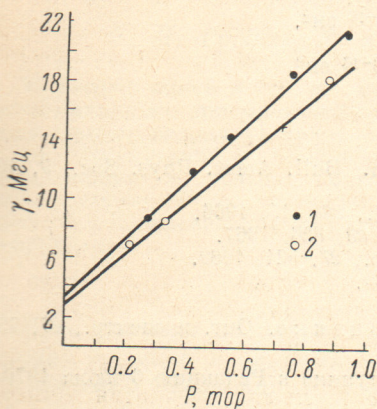


Рис. 3. Пример экстраполяции ширины уровня (γ) от давления P .

1 — смесь с 15% Ne; 2 — смесь с 42% Ne.

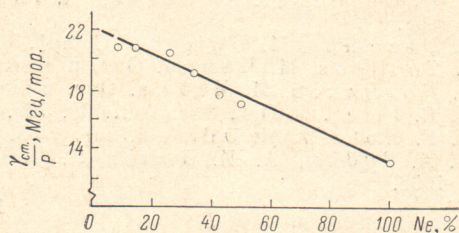


Рис. 4. Зависимость уширения столкновениями $\gamma_{ст.}/P$ от процентного содержания неона в смеси.

На рис. 3 приведен пример такой экстраполяции для некоторых смесей. Все прямые устремляются к точке $\gamma_0 = 3$ МГц с погрешностью 0.5 МГц (средняя арифметическая погрешность из результатов измерений для 7 различных смесей). Полученная радиационная ширина $\gamma_0 = 3$ МГц соответствует времени жизни $\tau_0 = 60$ нсек.

В литературе имеются довольно скудные сведения относительно времени жизни уровня $3p_4$ неона. Ниже приводятся литературные данные, имеющие отношение к обсуждаемой величине.

В работе Джавана [1] измерено время когерентности и получено значение 9.8 нсек. ($\gamma = 16$ МГц). Давление и состав смеси не указаны. Из измерений [2] следует, что при давлении 1.8 тор время когерентности равно 4 нсек. (39 МГц). Результаты [1, 2] не противоречат настоящей работе и нашим прежним работам [3, 4], если предположить, что Джаван работал при обычном давлении порядка одного тора.

Имеется несколько работ по измерению ширины перехода $3s_2 - 3p_4$ [6, 7]. Однако корректное сравнение этой величины с временами герцевской когерентности и временем жизни затруднено. Кроме того, сами эти данные противоречивы.

Результаты работы [4] обсуждались выше. Ошибка в измерении времени жизни связана с тем, что измерялась малая величина на фоне большого уширения давлением.

Дальнейшая обработка экспериментальных данных позволяет определить сечения деполаризующих соударений. Полученные экспериментально уширения в различных смесях дали возможность определить сечения деполаризующих соударений $Ne^* - Ne$ и $Ne^* - He$ отдельно. Для

этого строилась зависимость $\frac{\gamma_{ст.}}{P}(\gamma_{ст.} = \gamma_P - \gamma_0)$ от процентного содержания неона в смеси (рис. 4). Из графика определяется уширение уровня в результате столкновения с атомами неона (точка, соответствующая 100% неона), и уширение за счет соударения Ne^* с He (точка, соответствующая 0% неона). Сечения деполаризующих соударений σ^2 определялись по формуле

$$\sigma^2 = \frac{\gamma_{ст.}}{P} \frac{2.4 \cdot 10^{-22}}{\sqrt{\frac{1}{M_1} + \frac{1}{M_2}}}, \quad (2)$$

где M_1 и M_2 — атомные веса сталкивающихся частиц.

Подставляя в (2) соответствующие значения $\gamma_{ст.}/P$ и массы сталкивающихся частиц, получаем

$$\sigma_{Ne^*-He}^2 = (100 \pm 10) 10^{-16} \text{ см}^2,$$

$$\sigma_{Ne^*-Ne}^2 = (90 \pm 20) 10^{-16} \text{ см}^2.$$

Литература

- [1] R. H. Gordover, A. Szöke, A. Javan. Bull. Amer. Phys. Soc., 9, 490, 1964.
- [2] B. Decomps, M. Dumont. Compt. Rend., 262, 15, 1966.
- [3] Г. Тодоров, М. Чайка. Опт. и спектр., 23, 826, 1967.
- [4] Е. Котликов, М. Чайка. Опт. и спектр., 27, 524, 1969.
- [5] R. C. Isler. J. Opt. Soc. Am., 59, 727, 1969.
- [6] D. F. Hotz. Appl. Optics, 4, 527, 1965.
- [7] М. А. Губин, А. И. Попов, Е. Д. Проценко. Опт. и спектр., 25, 756, 1968.

Поступило в Редакцию 6 июля 1970 г.