

УДК 535.3: 539.184

А. Ч. СВИСТУН, Л. С. ГАЙДА

## ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ ВЕЛИЧИН КОНЦЕНТРАЦИИ АТОМНОГО ПАРА И НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ НАКАЧКИ НА ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РАССЕЯНИЕ

The parametric scattering of narrow-band radiation in sodium vapor is experimentally investigated. Scattered radiation was observed in a cone relative to a direction of quaresonance pump propagation at comparatively high sodium vapor concentration ( $N_0 \sim 10 \text{ см.}^{-3}$ ). The theoretical analysis of multiphoton processes of interaction of radiation with a quantum system and the calculation of pump field strength are carried out. The spectroscopic-angular performances of a scattered radiation are obtained in the field of a zero dispersion.

Данное экспериментальное исследование параметрического рассеяния узкополосного излучения в парах натрия является продолжением уже опубликованных результатов [1-7]. Оптическая схема экспериментальной установки, на которой были зарегистрированы спектры, подробно описана в работе [1]. Объектом исследования являлась модель атомной системы натрия. Ранее нами была изучена зависимость вида спектров рассеяния от различных отстроек волны накачки от D-линий дублета натрия [1] вблизи области нулевой дисперсии [3], а также получены спектрально-угловые характеристики трехфотонного рассеянного излучения. В работе [2] описана теория взаимодействия лазерного излучения, длина волны которого перестраивалась в широком диапазоне вблизи области основного дублета атомов натрия при высокой концентрации пара. Результаты [7] показывают, что по мере распространения излучения в среде интенсивность накачки падает, и это объясняется перекачкой энергии в квази-компоненты рассеяния, что обусловлено поглощением атомных паров. Ранее [6] был предложен механизм расчета генерации пиков, смещенных в синюю область спектра относительно центра линии поглощения. Рассмотрение резонансного процесса романовского смешения частот одного слабого и двух сильных лазерных излучений в условиях электромагнитно-индуцированной прозрачности показало, что нелинейная восприимчивость и квантовая эффективность нелинейной генерации сильно зависят от амплитуды сильных полей [8]. Возникновение инверсии в квантовой системе V-типа, обусловленное квантовой интерференцией спонтанного излучения двух верхних уровней, теоретически проанализировано в работе [9]. Установлено, что инверсия критически зависит от взаимной ориентации магнитных дипольных моментов переходов и разности фаз лазерных полей. Расчет проводился в приближении сильного лазерного поля (drive laser) и слабого пробного поля (probe laser).

Спектр четырехволнового смешения (ЧВС) в двухуровневой системе с учетом конечной длительности импульса возбуждения исследован в [10]. Согласно результатам расчета в спектре наблюдаются две линии, обусловленные четы-

рехволновым смещением  $\omega_{\text{тfs}}=2\omega_1-\omega_2$ , где  $\omega_1$  - частота излучения лазера накачки,  $\omega_2$  - частота сигнала. Одна из линий близка к частоте трехфотонного рассеяния  $\omega_{\text{тfs}}=2\omega_1-\omega_{\text{ba}}$  ( $\omega_{\text{ba}}$  - собственная частота перехода), а другая совпадает с собственной частотой перехода, причем спектр четырехволнового смещения является асимметричным. Интенсивность компоненты на резонансной частоте больше, чем интенсивность вблизи частоты  $\omega_{\text{тfs}}$  для пробного излучения с узкой шириной. В случае, когда спектральная ширина пробного сигнала достаточно большая, ситуация меняется на противоположную, компонента вблизи частоты  $\omega_{\text{тfs}}$  становится больше и, следовательно, в сигнале ЧВС будут присутствовать компоненты на  $\omega_{\text{тfs}}$  и резонансной частоте. Увеличение интенсивности пробного сигнала приводит к тому, что компонента Раби около  $\omega_{\text{ba}}$  становится слабее, чем компонента вблизи  $\omega_{\text{тfs}}$ . Кроме того, интенсивность сигнала ЧВС очень быстро уменьшается с увеличением отстройки  $\Delta_1=\omega_1-\omega_{\text{ba}}$  от резонанса [10]. Отметим, что, поскольку одна из боковых компонент Раби при экспериментальной регистрации спектра ЧВС оказывается близкой к собственной частоте перехода, в условиях больших концентраций (большой оптической толщины кюветы) это излучение может полностью поглощаться атомами до выхода из среды. Следовательно, мы можем регистрировать только одну из компонент, возникающих при ЧВС. На это обстоятельство следует обращать особое внимание при экспериментальной реализации ЧВС.

### Экспериментальные исследования параметрического рассеяния узкополосного излучения в парах натрия

В работе использовались пары атомов натрия, схема уровней которого показана на рис. 1. Пары натрия образовывались в кювете, нагреваемая зона которой составляла 12 см. Кювета заполнялась буферным газом. В ходе экспериментов использовался гелий и неон при давлении от единиц тор до атмосферного, что позволяло изменять тип контура линий натрия с доплеровского при малых давлениях на лоренцевый при больших. Концентрация паров Na в ходе экспериментов варьировалась в пределах  $10^{13}-5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  путем изменения температуры кюветы.

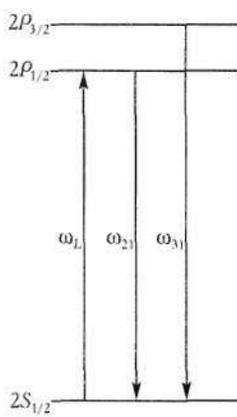


Рис. 1. Схема энергетических уровней атома Na

Для определения концентрации атомов натрия использовался метод полного поглощения. При большой концентрации поглощающих паров зондирующее излучение в центре линии поглощается полностью, а ее ширина поглощения определяется поглощением на крыльях. В качестве зондирующего использовалось широкополосное излучение люминесценции кюветы с красителем. Причем в этой кювете отсутствовало выходное зеркало, и за кюветой устанавливалось широкополосное отражающее зеркало. Излучение люминесценции, отраженное этим зеркалом, проходило кювету с красителем, усиливалось и с помощью системы поворотных оптических элементов направлялось в кювету с парами натрия. Чтобы исключить генерацию за счет отражений от стенок кюветы, которая имеет изрезанный спектр, кювета с красителем наклонялась под небольшим углом. Зарегистрированный спектр поглощения натрия показан на рис. 2. Как видно, линии поглощения являются достаточно широкими: ширина перехода  $\omega_{21}$  составляет около 0,19 нм, а перехода  $\omega_{31}$  - 0,23 нм. Различие такое в ширине обусловлено тем, что переход  $\omega_{31}$  характеризуется большей силой осциллятора:  $f_{31}=0,655$ ,  $f_{21}=0,325$ . Из измерений следует, что ширина линии поглощения намного превышает доплеровскую ширину контура, которая при температуре кюветы око-

ло 130 °С составляет 0,005 нм. Отсюда следует, что в расчетах необходимо учитывать фойгтовский контур линии, являющийся сверткой доплеровского и лоренцевского контуров. Как известно, крылья фойгтовского контура определяются лоренцевским контуром, который, в свою очередь, обусловлен либо естественным, либо ударным уширением. Данные рис. 2 соответствуют использованию неона в качестве буферного газа. Зависимость ширины лоренцевского контура, обусловленного ударным уширением натрия неонем,

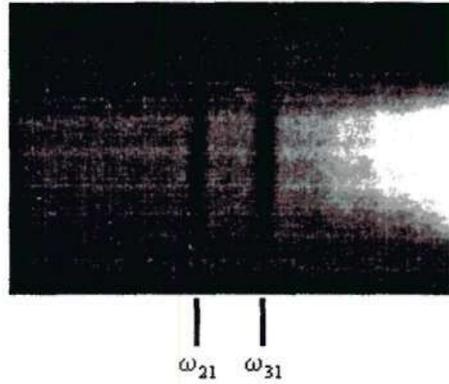


Рис. 2. Спектр поглощения атомов натрия

описывается соотношением  $\Delta v_{уд} = p \cdot 10 \text{ МГц/тор}$ , где  $p$  - давление неона. Отсюда следует, что при используемых в работе давлениях буферного газа от десяти до сотен тор ударное уширение превосходит естественное, величина которого составляет  $\Delta v_e = 10^7 \text{ Гц}$ . Поэтому лоренцевская ширина контура линии поглощения определяется ударным уширением.

При расчете концентрации поглощающихся атомов полагалось, что на крыльях контура линии поглощения на определенной частоте  $\nu$  интенсивность прошедшего излучения уменьшается в  $e$  раз. Тогда из выражения для интенсивности

$$I = I_0 e^{-\alpha(\nu)L}, \tag{1}$$

где  $L$  - длина кюветы, получаем формулу для коэффициента поглощения:

$$\alpha(\nu) = 1/L. \tag{2}$$

В то же самое время  $\alpha(\nu) = \alpha_{ik}^{\nu} \cdot a_L(\nu)$  - контур линии поглощения полагался лоренцевым:

$$a_L(\nu) = \frac{\Delta v_L / 2\pi}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta v_L / 2)^2}, \tag{3}$$

где  $\nu_0$  - центральная частота контура.

Интегральный коэффициент поглощения  $\alpha_{ik}^{\nu}$  связан с концентрацией атомов соотношением:

$$\alpha_{ik} = \frac{\pi e^2}{mc} f_{ik} N_i. \tag{4}$$

Здесь  $m$  - масса атома,  $f_{ik}$  - сила осциллятора, соответствующая переходу  $i \rightarrow k$ ,  $N_i$  - концентрация атомов, находящихся в состоянии  $i$ .

Отсюда концентрация поглощающих атомов определяется выражением:

$$N_i = \frac{1}{L} \cdot \frac{(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta v_L / 2)^2}{\Delta v_L / 2\pi} \cdot \frac{mc}{\pi e^2 f}. \tag{5}$$

В эксперименте излучение накачки формировалось лазером на красителе, ширина линии генерации которого составляла  $0,25 \text{ см}^{-1}$ , длительность импульса по полувысоте равнялась 12 нс, энергия в импульсе - 100 мкДж. Излучение флуоресценции, возникающее при нелинейно-оптическом взаимодействии излучения накачки с атомами натрия, регистрировалось спектрографом. В спектрограф попадало излучение, распространяющееся в направлении пучка накачки. Одновременно регистрировались реперные линии дублета натрия от натриевой лампы и излучения накачки. Наряду с узкополосным излучением накачки от лазера на красителе через кювету проходило и слабое широкополос-

ное излучение, обусловленное усиленной спонтанной люминесценцией этого лазера. Хотя интенсивность такого излучения и мала, она может рассматриваться в качестве маломощного пробного излучения.

**Расчет напряженности поля накачки**

При теоретическом анализе многофотонных процессов взаимодействия излучения с квантовой системой предполагается, что излучение является монохроматическим. Происходит уничтожение и рождение фотонов в определенных модах поля. В реальных экспериментах мы всегда имеем дело с излучением в некотором частотном интервале  $d\omega$  и распространяющемся в определенном телесном углу  $d\Omega$ . Для расчета напряженности поля моды, исходя из плотности мощности излучения накачки, необходимо **учесть** число мод, в которых находится излучение. И именно напряженность поля в моде входит во все теоретические формулы, такие как частота Раби и другие.

Рассмотрим лазерное излучение, генерируемое в интервале частот  $d\omega$ , угловая расходимость которого  $d\Omega$ . Число мод, соответствующих этому излучению:

$$N_m = \frac{V\omega^2 d\omega d\Omega}{(2\pi c)^3}, \quad (6)$$

где  $V$  - объем поля. Число мод в единице объема

$$n_m = \frac{\omega^2 d\omega d\Omega}{(2\pi c)^3}. \quad (7)$$

Интенсивность излучения:

$$I = \rho c, \quad (8)$$

где  $\rho$  - плотность излучения, причем

$$\rho = n_m \frac{E^2}{8\pi}, \quad (9)$$

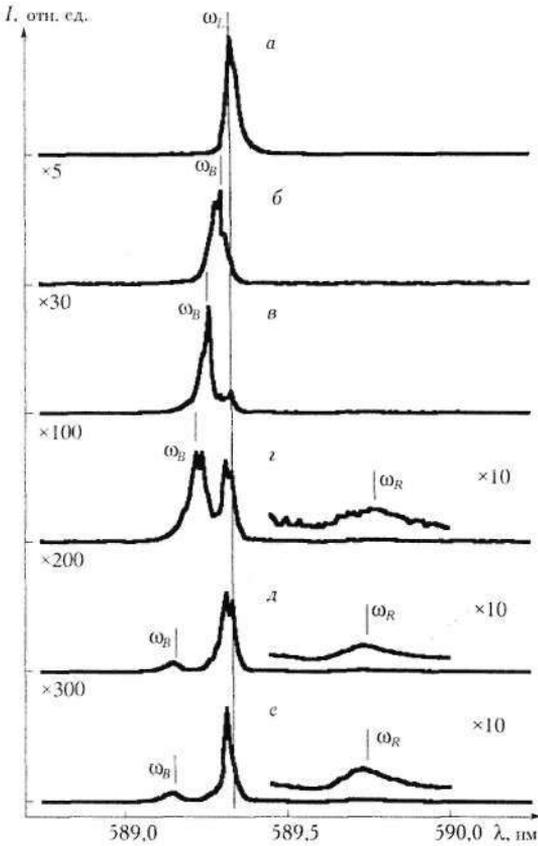
где  $E$  - напряженность поля в моде.

Отсюда получаем

$$E = \left( \frac{8\pi}{c} \frac{(2\pi c)^3}{\omega^2 d\omega d\Omega} I \right)^{1/2}. \quad (10)$$

В ходе экспериментов ширина линии генерации лазера на красителе, измеряемая интерферометром Фабри - Перо, оказалась равной  $\Delta\omega = 0,5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ . Угловая расходимость оценивалась по диаметру пятна в фокусе длиннофокусной линзы ( $f=50 \text{ см}$ ) и составляла 2 мрад. При интенсивности излучения  $\approx 1 \text{ МВт/см}$  напряженность поля  $E=5 \text{ ед. СГСЕ}$ .

Рис. 3. Спектр излучения при накачке в область нулевой дисперсии с фокусирующей линзой:  $f=13 \text{ см}$ ,  $I_L=1 \text{ МВт}\cdot\text{см}^{-2}$ ,  $N_{Na}=10^{14} \text{ см}^{-3}$ .  
 а -  $\Theta=0$  мрад; б -  $\Theta=12$ ; в -  $\Theta=15$ ; г -  $\Theta=17,5$ ; д -  $\Theta=22,5$ ;  
 е -  $\Theta=25$  мрад



Если оценить напряженность поля, считая, что излучение является монохроматичным, как это делается в большинстве работ при сравнении экспериментальных и теоретических данных,

$$\rho = \frac{E^2}{8\pi}, \quad E = \sqrt{\frac{8\pi I}{c}}, \quad (11)$$

то при  $I=1$  МВт/см<sup>2</sup> получаем значение напряженности поля  $E=10^2$  ед. СГСЕ. Эта величина на порядок превосходит значение, которое получается при учете монохроматичности лазерного пучка.

**Спектрально-угловые характеристики излучения рассеянного при накачке в области нулевой дисперсии**

Было выполнено исследование зависимости вида спектра рассеяния от угла наблюдения при накачке в окрестности точки нулевой дисперсии. Установлено, что при отстройках в окрестности точки нулевой дисперсии рассеянное излучение распространяется в виде конуса, состоящего из центрального пятна и окружающего его кольца. При изменении величины отстройки от резонанса наблюдалось изменение диаметра конического излучения и перераспределение энергии между центральным пятном и кольцом.

Когда частота накачки  $\omega_L$  находится в окрестности точки нулевой дисперсии 589,33 нм, близость показателя преломления к единице приводит к появлению компонент  $\omega_R$  и  $\omega_B$ , смещенных в красную и синюю стороны от  $\omega_L$  соответственно (рис. 3). Необходимо заметить, что спектральный состав рассеянного излучения сильно зависит от угла наблюдения. На рис. 3 четко прослеживается зависимость длин волн и интенсивности боковых компонент  $\omega_B$  и  $\omega_R$  от величины угла. При небольших углах наблюдения (рис. 3 а, б) в регистрируемом спектре преобладает излучение линии  $\omega_B$ , которое при малых углах имеет большую интенсивность, чем излучение накачки. Изменение кривизны длинноволнового крыла линии  $\omega_B$  доказывает, что рядом с этой линией  $\omega_B$  расположена более слабая линия  $\omega_L$ . Изучение спектров рассеяния, зарегистрированных под большими (рис. 3 в - е) углами, подтверждает это предположение.

Из рис. 3 также видно, что с увеличением угла наблюдения изменяется распределение энергии между спектральными компонентами, так линия  $\omega_B$ , имеющая наибольшую интенсивность при малых углах наблюдения  $\Theta < 12$  мрад (рис. 3 а), с ростом величины угла наблюдения уменьшается и при  $\Theta \approx 25$  мрад имеет наименьшую интенсивность (рис. 3 е). Кроме того, с увеличением угла наблюдения спектральные компоненты  $\omega_R$  и  $\omega_B$  смещаются в коротковолновую область спектра, причем компонент  $\omega_B$  более значительно, чем  $\omega_R$ . Отметим, что линия на частоте  $\omega_B$  испытывает наибольшее смещение при малых углах наблюдения ( $\Theta = 0 - 15$  мрад), а линия  $\omega_R$ , наоборот, при больших углах ( $\Theta = 15 - 25$  мрад).

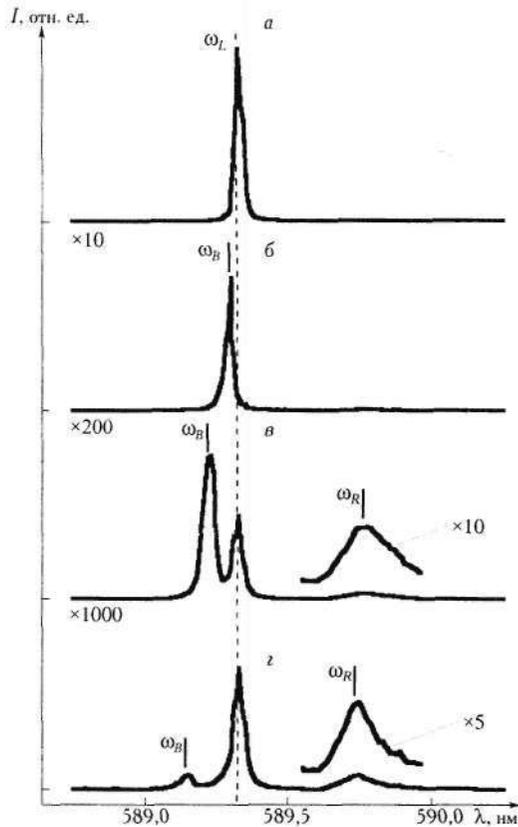


Рис. 4. Спектр рассеяния при накачке в область нулевой дисперсии без фокусирующей линзы:  $I_L=0,1$  МВт·см<sup>-2</sup>,  $N_{Na}=3 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>.  
а -  $\Theta=0$  мрад; б -  $\Theta=12$ ; в -  $\Theta=25$ ; г -  $\Theta=30$  мрад

Без фокусировки линзой, а следовательно, при меньших плотностях энергии накачки регистрируемый спектр несколько изменяется, но изменения носят скорее количественный, чем качественный характер (рис. 4). При небольших углах наблюдения (рис. 4 а) в регистрируемом спектре преобладает излучение накачки, и только изменение кривизны коротковолнового крыла линии  $\omega_L$  позволяет предположить, что рядом с этой линией  $\omega_L$  расположена более слабая -  $\omega_B$ . Изучение спектров рассеяния, зарегистрированных под большими (рис. А б - А з) углами, подтверждает это предположение. Из рис. 4 также видно, как с увеличением угла наблюдения изменяется распределение энергии между спектральными компонентами, например, линия  $\omega_B$ , не зарегистрированная при малых углах наблюдения  $\Theta < 10$  мрад (рис. 4 а), при  $\Theta \approx 30$  мрад имеет наибольшую интенсивность (рис. 4 д).

Теоретический анализ показывает, что в случае возбуждения атома натрия сильным полем в области нулевой дисперсии с длиной волны  $\lambda = 589,33$  нм образуется система из шести квазиэнергетических уровней, на которых возможна генерация излучения с длинами волн (нм):  $\lambda_1 = 589,951$ ;  $\lambda_2 = 588,71$ ;  $\lambda_3 = 589,05$ ;  $\lambda_4 = 589,61$ ;  $\lambda_5 = 589,33$ ;  $\lambda_6 = 588,99$ ;  $\lambda_7 = 589,67$ .

1. Гайда Л. С., Свистун А. Ч., Афанасьев А. А. // Журн. прикл. спектр. 2004. № 71. С. 766.

2. Мартинович А. И., Свистун А. Ч., Гайда Л. С. // Вестн. ГрГУ. Сер. 2. 2004. № 2. С. 50.

3. Свистун А. Ч., Гайда Л. С. Мартинович А. И. // Вестн. БГУ. Сер. 1. 2005. № 1. С. 35.

4. Свистун А. Ч., Гайда Л. С., Мартинович А. И. // Материалы III Междунар. науч.-техн. конф. «Квантовая электроника», Минск, 20-22 нояб. 2004 г. / Под ред. И.С. Манака. Мн., 2004.

5. Гайда Л. С., Свистун А. Ч. // Материалы междунар. конф. «Лазерная физика и применение лазеров», ICLPA'2003. Мн., 2003.

6. G a i d a L . S . , S v i s t u n A . C . // COAL'2003, Int. Conf. on Advanced Optoelectronics & Lasers. 16-20 September 2003. Alushta, 2003. P. 88.

7. G a i d a L . S . , A p h a n a s i e v A . A . , S v i s t u n A . C . // COAL'2003, Int. Conf. on Advanced Optoelectronics & Lasers. 16-20 September 2003. Alushta, 2003. P. 66.

S. Friedman H., Wilson-Gordon A. D. // Phys. Rev. A. 1998. № 6. P. 4854.

9. Gong Sh., Paspalakis E., Knight P. L. // J. Modern Opt. 1998. № 12. P. 2433.

10. Архипкин В. Г. // Квант, электрон. 1997. Т. 24. № 4. С. 352.

Поступила в редакцию 23.06.05.

**Андрей Чеславович Свистун** - аспирант кафедры лазерной физики и спектроскопии ГрГУ им. Янки Купалы. Научный руководитель - Л.С. Гайда.

**Леонид Станиславович Гайда** - кандидат физико-математических наук, доцент кафедры лазерной физики и спектроскопии ГрГУ им. Янки Купалы.

+