

СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РЕЗОНАНСНОГО
ВЧПР В ТРЕХУРОВНЕВОЙ СРЕДЕВ. М. АРУТЮНЯН, Г. Г. АДОНЦ, Т. А. ПАПАЗЯН, С. М. САРКИСЯН,
Г. М. АРЗУМАНЯН, Т. Э. МЕЛИКСЕТЯН

Теоретически и экспериментально изучено спектрально-угловое распределение ВЧПР в парах атомарного калия при перестраиваемой накачке. Теоретически получены спектрально-угловые области и коэффициенты усиления этого процесса в трехуровневой среде. С помощью лазера на красителе изучена эволюция ВЧПР при перестройке частоты накачки между дублетом $4P_{3/2}$ и $4P_{1/2}$ атома калия.

При прохождении излучения через резонансные среды возникает явление вынужденного четырехфотонного параметрического рассеяния (ВЧПР), которое сильно меняет спектрально-угловой состав падающего излучения. Параметрическое рассеяние, происходящее в направлении интенсивного излучения в двухуровневой резонансной среде, впервые теоретически было изучено в работе [1]. Экспериментально этот эффект наблюдался в виде уширения спектра проходящего излучения [2, 3]. Помимо чисто спектрального анализа ВЧПР предпринимались экспериментальные попытки изучения также его угловых характеристик [4—6].

Поскольку пары щелочных металлов обладают дублетно расщепленным возбужденным состоянием, то важно исследовать резонансные явления в рамках трехуровневой модели. Если в двухуровневой системе уширение спектра происходит только вблизи падающей частоты, то учет третьего уровня приводит к появлению новых областей параметрического усиления, которые наблюдались в [3, 7]. Теоретическое исследование этого явления показывает, что новые области усиления сильно меняются при перестройке частоты интенсивного излучения между возбужденными подуровнями [8]. Влияние третьего уровня на угловые характеристики ВЧПР проявилось на эксперименте [6], в котором исследовалось прохождение широкого спектра, перекрывающего дублет возбужденного состояния калия.

Настоящая работа посвящена подробному теоретическому и экспериментальному изучению спектрально-углового распределения ВЧПР в парах атомарного калия при монохроматической накачке. Теоретически получены спектрально-угловые области и коэффициенты усиления вынужденного четырехфотонного параметрического рассеяния в трехуровневой среде, подобной рассмотренной в [8]. Показано, что учет третьего уровня приводит к качественно новым картинам рассеяния, обусловленным взаимным влиянием возбужденных подуровней. При перестройке частоты излучения между дублетами картины рассеяния существенно видоизменяются. Использование лазера с

плавно перестраиваемой частотой позволило экспериментально проследить за эволюцией этого процесса.

Теоретическая часть

Пусть в трехуровневой среде в направлении оси z распространяются сильная монохроматическая волна с частотой Ω и слабая некогерентная волна. Отвлекаясь от поляризационных эффектов, предположим, что обе волны поляризованы линейно. Следуя [8], решаем самосогласованную систему уравнений Шредингера для атома и Максвелла для поля, учитывая в последнем изменение поперечной структуры поля (угловая картина). Тогда в линейном приближении по слабому полю находим, что ее фурье-компонента при прохождении через среду усиливается по закону

$$|F(k_x, k_y, z, \omega)|^2 = |F(k_x, k_y, 0, \omega)|^2 e^{2rz}, \quad (1)$$

где

$$r = \frac{P_1}{\varepsilon_1 (s_1^2 - v^2) (s_2^2 - v^2)} \left\{ \left[-\gamma (v^2 - v_1^2) (v^2 - v_2^2) + \frac{\Omega \varepsilon_1}{2 c p_1} \theta^2 (s_1^2 - v^2) (s_2^2 - v^2) \right] \left[\gamma v^2 (v^2 - v_2^2) - \frac{\Omega \varepsilon_1}{2 c p_1} \theta^2 (s_1^2 - v^2) (s_2^2 - v^2) \right] \right\}^{1/2}$$

$$\gamma = \left(1 + \eta \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \right) (1 - \xi_1 - \xi_2) - \left(1 + \eta \frac{\varepsilon_1^2}{\varepsilon_2^2} \right) \left(\xi_1 + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \xi_2 \right),$$

$$s_{1,2}^2 = \varepsilon_{1,2}^2 \left(1 + 4 \xi_{1,2} + 2 \frac{\varepsilon_{2,1}}{\varepsilon_{1,2}} \xi_{2,1} \right), \quad v_1^2 = 4 \varepsilon_1^2 \varepsilon_2^2 \frac{\xi_1 + \xi_2}{\Omega_0^2}, \quad (2)$$

$$v_2^2 = \Omega_0^2 + \frac{\varepsilon_1 \xi_1 + \varepsilon_2 \xi_2}{\varepsilon_2 + \eta \varepsilon_1} [3 (\varepsilon_2^2 + \eta \varepsilon_1^2) - (1 + \eta) \Omega_0^2],$$

$$v_3^2 = v_2^2 + 4 \frac{(\varepsilon_2^2 - \varepsilon_1^2) (\varepsilon_2^2 \xi_2 - \eta \varepsilon_1^2 \xi_1)}{\varepsilon_2^2 + \eta \varepsilon_1^2}, \quad \Omega_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon_2^2 + \eta \varepsilon_1^2}{\varepsilon_2 + \eta \varepsilon_1}},$$

$$p_1 = \frac{\pi N \Omega |d_1|^2}{3 c \hbar}, \quad \xi_{1,2} = \frac{|d_{1,2}|^2 |E_1|^2}{6 \varepsilon_{1,2}^2 \hbar^2} - \text{безразмерные параметры интенсивности сильного поля } E_1, \quad \eta = |d_2|^2 / |d_1|^2, \quad d_{1,2} - \text{приведенные матричные элементы дипольного момента соответственно для переходов } 4S_{1/2} \rightarrow 4P_{3/2} \text{ и } 4S_{1/2} \rightarrow 4P_{1/2}, \quad \varepsilon_1 = \Omega - \omega_{01} \text{ и } \varepsilon_2 = \Omega - \omega_{02} - \text{расстройки резонансов для тех же переходов, } N - \text{плотность атомов. Через } \nu = \Omega - \omega \text{ обозначена расстройка между частотой сильного поля } \Omega \text{ и текущей частотой } \omega \text{ слабого поля; } \theta = \frac{\Omega}{c} \sqrt{k_x^2 + k_y^2} - \text{угол рассеяния.}$$

Экспоненциальное усиление (1) возникает в результате четырехфотонного параметрического рассеяния. Спектрально-угловые области усиления определяются из условия положительности подкоренного вы-

ражения в (2). Поскольку полученные выражения для областей имеют довольно громоздкий вид, для простоты выпишем их предельные значения при $\xi_1, \xi_2 \rightarrow 0$ (условие синхронизма):

$$\theta = \pm \theta_{01} \sqrt{\frac{2\Delta}{\varepsilon_1} \frac{v^2 \left| v^2 \left(1 + \gamma \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \right) - \varepsilon_2^2 \left(1 + \frac{\gamma \varepsilon_1^3}{\varepsilon_2^3} \right) \right|}{(v^2 - \varepsilon_1^2)(v^2 - \varepsilon_2^2)}}}, \quad (3)$$

где

$$\theta_{01} = \sqrt{\frac{\pi |d_1|^2 N}{3 \hbar \Delta}}, \quad \Delta = \omega_{01} - \omega_{02}.$$

Из (3) непосредственно видно, что рассеяние симметрично по частотам относительно падающей частоты накачки Ω и по углам относительно угла $\theta = 0$. В частности, в направлении падающего излучения параметрическое усиление имеет место вблизи частоты $\omega = \Omega$, а также вблизи частот $\omega = \Omega \pm \Omega_0$ [8]; последнее является результатом взаимного влияния подуровней в трехуровневой среде. Важно подчеркнуть, что спектрально-угловая зависимость параметрически-усиленных фотонов (3) очень чувствительна к изменению расстроек резонансов ε_1 и ε_2 . При перестройке частоты интенсивного поля от $\Omega > \omega_{01}, \omega_{02}$ до $\Omega < \omega_{01}, \omega_{02}$ возникает 6 качественно отличных картин рассеяния, обсуждаемых ниже при сравнении теоретических результатов с экспериментом.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Для экспериментального изучения спектрально-углового распределения ВЧПР использовался лазер на красителе с перестраиваемой частотой в области обеих D-линий калия. Полная мощность генерации ОКГ—порядка 250–300 квт/см², спектральная ширина линии излучения $\sim 4 \text{ \AA}$. Длина резонансной среды составляла 80 см. Плотность атомов калия варьировалась в диапазоне от 10^{14} ат/см^3 до 10^{15} ат/см^3 . Угловое и спектральное распределения наблюдались при фокусировании излучения на щель спектрографа ИСП—51 с автоколлимационной камерой УФ—85. Обратная линейная дисперсия спектрографа в исследуемой области составляла $\sim 40 \text{ см}^{-1}/\text{мм}$. Для регистрации больших по величине углов рассеяния спектрограф был съюстирован несимметрично по отношению к падающему лазерному лучу. В процессе эксперимента постоянно контролировалось значение перестраиваемой частоты излучения на красителе.

Нелинейный параметр интенсивности ξ в условиях эксперимента мал и при расстройках $\varepsilon \sim 5 \text{ \AA}$ составляет $\sim 0,01$. Поэтому полученные на эксперименте области усиления сравниваются в основном с формулой (3).

Проследим за эволюцией ВЧПР при перестройке частоты накачки.

1. $\Omega > \omega_{01}, \omega_{02}$.

Теоретически спектрально-угловое распределение рассеянного излучения имеет вид, представленный на рис. 1а. Довольно сложный вид картин рассеяния связан с тем, что в трехуровневой среде возможны параметрические процессы трех типов: а) рассеяние, обусловленное резонансом $P_{3/2}(\omega_{01})$; б) рассеяние, обусловленное резонансом $P_{1/2}(\omega_{02})$; в) рассеяние, связанное с присутствием обоих резонансов. Первый из этих процессов приводит к появлению кривой 1 (рис. 1а) вблизи резонанса $P_{3/2}$ и кривой 1' вблизи линии трехфотонного рассеяния этого резонанса. Обе кривые выходят на асимптотику

$$\theta = \theta_{01} \sqrt{\frac{2\Delta}{\varepsilon_1} \left(1 + \eta \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right)},$$

а затем резко загибаются и пересекают частотную ось в точках $\omega = \Omega \pm \Omega_0$. Этот изгиб связан с процессом типа (в) и отсутствует в двухуровневой модели, где кривые 1 и 1' остаются на асимптотике. Что касается процесса типа (б), то он порождает кривые рассеяния 2 и 2' соответственно вблизи резонанса $P_{1/2}$ и соответствующей ему линии трехфотонного рассеяния.

Для воспроизведения реальной картины параметрического рассеяния важно оценить коэффициенты усиления в разных областях. Из формул (1) и (2) вытекает, что коэффициент усиления на кривых 1 и 1' в окрестности резонанса $P_{3/2}$ в $e^{2\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \frac{z}{\eta}}$ раз больше, чем на кривых 2 и 2' вблизи резонанса $P_{1/2}$.

Прежде, чем приступить к сравнению теоретических результатов с экспериментальными, сделаем одно общее замечание. Теоретически, как уже упоминалось, предсказывается полная симметрия рассеянного излучения относительно частоты накачки Ω . Однако на всех полученных спектрограммах зарегистрировано только излучение вблизи резонансных линий и не проявляется рассеяние вблизи трехфотонных линий. Подобная асимметрия ВЧПР наблюдалась также во всех предыдущих экспериментальных работах [2-7] и пока не нашла нужного объяснения.

Спектрограмма рассеянного излучения представлена на рис. 2. На спектрограмме отчетливо видна кривая рассеяния 1 с характерным изгибом, обусловленным взаимным влиянием подуровней. Заметим, что подобная картина рассеяния наблюдается впервые. Во всех предыдущих экспериментах [4, 5] регистрировалась только часть кривой рассеяния до точки изгиба. Кривая 2 не наблюдается, как уже упоминалось, из-за малости коэффициента усиления.

Зарегистрированное спектрально-угловое распределение рассеянного излучения имеет определенную угловую ширину. Это уширение связано в основном со спектральной шириной линии накачки. Однако определенный вклад вносит также учет нелинейности показателя преломления. Теоретически найденные из (2) области рассеяния зависят от параметров интенсивности ξ_1 и ξ_2 . Это приводит к угловому уширению кривых рассеяния (3), полученных из условия фазового синхронизма, а также к появлению спектрально-угловой области рассеяния

вокруг частоты накачки Ω . Реально из-за процесса самофокусировки параметры ξ_1 и ξ_2 сильно возрастают и вклад в уширение за счет нелинейности может стать довольно ощутимым. Нелинейность растет также с уменьшением расстройки резонанса, что приводит к увеличению углового уширения линий и росту области рассеяния вокруг Ω ; это хорошо подтверждается экспериментальными результатами. Уменьшение расстройки резонанса приводит также к увеличению углов рассеяния и обострению резонансов. Уширение спектра прошедшего излучения вблизи падающей частоты связано с эффектом фазовой модуляции, сопутствующим ВЧПР. Помимо этого за счет поглощения резонансных фотонов и появления так называемой „газовой линзы“ [6] картина рассеяния вблизи самого резонанса $4P_{3/2}$ несколько искажает-

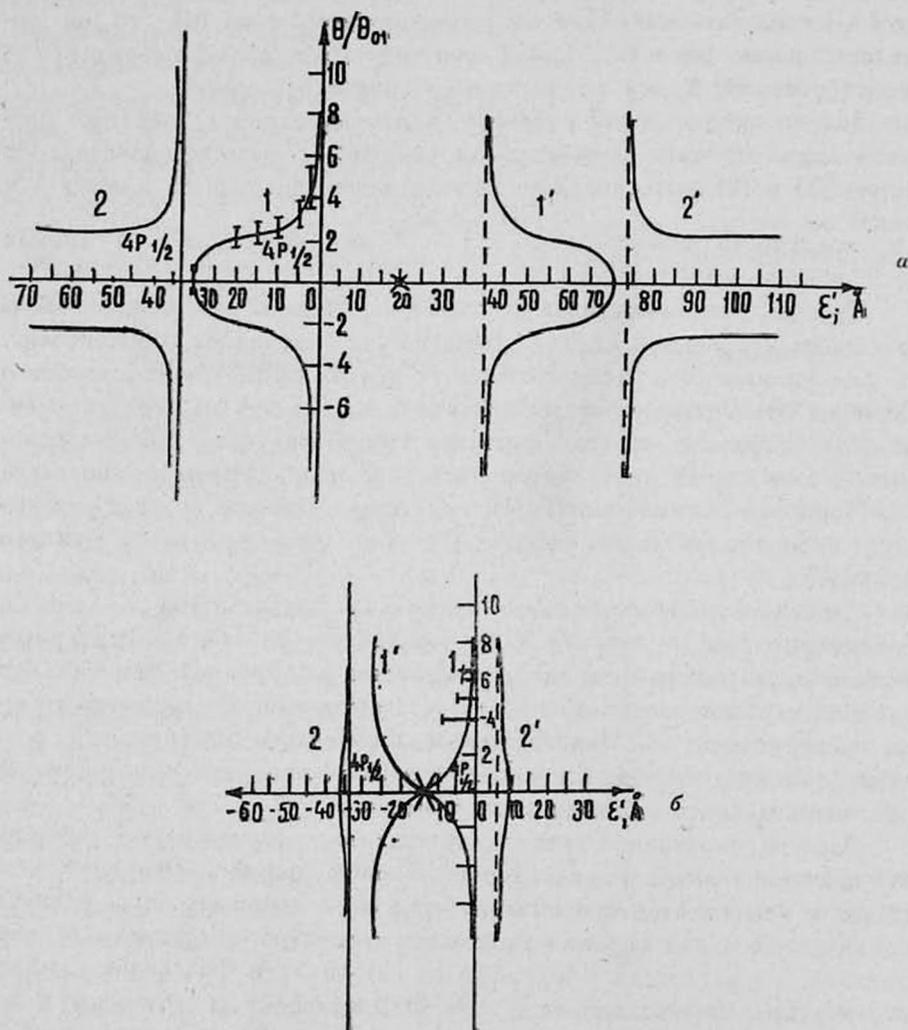


Рис. 1.

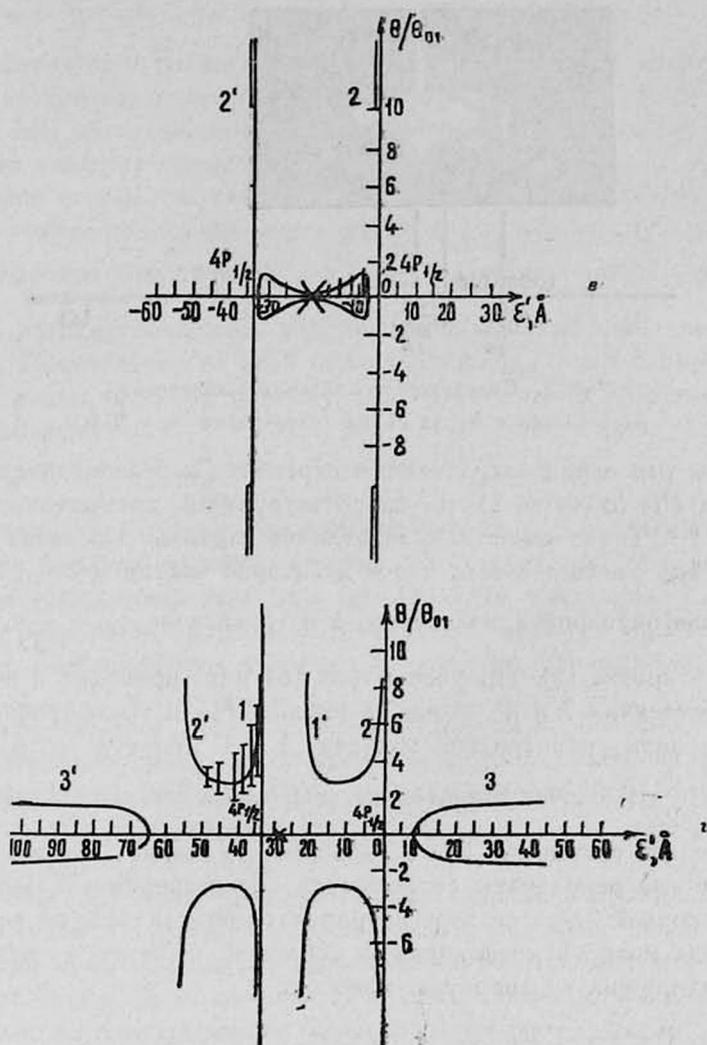


Рис. 1. Спектрально-угловое распределение параметрического рассеяния в парах цезия ($\Delta = 34 \text{ \AA}$) при различных расстройках падающего излучения: а) $\varepsilon_1 = 20 \text{ \AA}$, б) $\varepsilon_1 = -14 \text{ \AA}$, в) $\varepsilon_1 = -18 \text{ \AA}$, г) $\varepsilon_1 = -28 \text{ \AA}$. $\varepsilon' = \omega - \omega_{01}$ — расстройка рассеянного поля. В области положительных углов теоретические результаты (сплошные кривые) сравниваются с экспериментальными.

ся. Эффекты фазовой модуляции и „газовой линзы“ не позволяют сравнивать экспериментальные результаты с теоретическими вблизи падающей частоты Ω и самих резонансов. Исключая эти области частот, экспериментальные результаты находятся в хорошем согласии с теоретическими (см. рис. 1а).

$$2. \omega_{02} + \frac{\Delta}{2} < \Omega < \omega_{01}.$$

В этом диапазоне частот картина существенно отличается от предыдущего случая (рис. 1б). Начиная от падающей частоты накач-

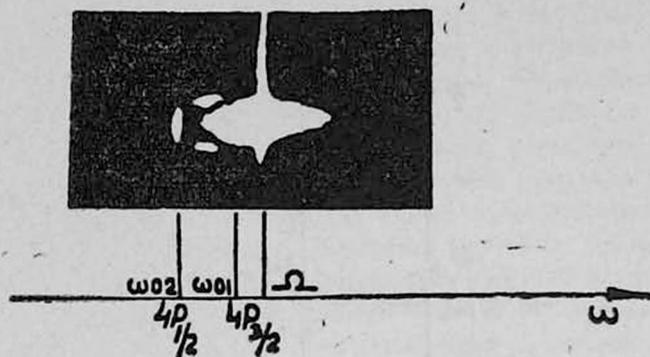


Рис. 2. Спектрограмма лазерного излучения, рассеянного в парах калия (расстройка $\varepsilon_1 = 20 \text{ \AA}$).

ки Ω углы рассеяния возрастают и стремятся к бесконечности вблизи резонанса $P_{3/2}$ (область 1) и соответствующей трехфотонной линии (область 1'). Такое качественное отличие картины рассеяния вблизи Ω (ср. рис. 1а) связано с тем, что в диапазоне частот $\Omega > \omega_{01}$, ω_{02} имеет место самофокусировка излучения, а в диапазоне $\omega_{02} + \frac{\Delta}{3} < \Omega < \omega_{01}$ —

ее дефокусировка [9]. Процессы типа (б) и (в) приводят к появлению кривых рассеяния 2 и 2' вблизи резонанса $P_{1/2}$ и трехфотонной линии. С увеличением расстройки области 1 и 1' растут и в пределе

$\Omega = \omega_{02} + \frac{\Delta}{2}$ распространяются на весь межрезонансный диапазон ча-

стот, сливаясь с кривыми 2 и 2'. Из рис. 1б видно, что в области 1 теоретические результаты согласуются с экспериментальными. Что касается кривой 2, то ее зарегистрировать не удалось по всей видимости из-за малости коэффициента усиления и резкого возрастания углов, выходящих из апертуры прибора.

$$3. \omega_{02} + \frac{\Delta}{2,25} < \Omega < \omega_{02} + \frac{\Delta}{2}.$$

Эта область частот узка $\sim 2 \text{ \AA}$, однако на ней происходят быстрые изменения. Если для $\Omega = \omega_{02} + \frac{\Delta}{2}$, как уже упоминалось выше,

области рассеянных частот 1, 1' простираются на расстояние Δ , то затем они быстро уменьшаются и стягиваются в точку на другом кон-

це области $\Omega = \omega_{02} + \frac{\Delta}{2,25}$. Кроме этих областей (рис. 1в) возникают

очень узкие боковые области рассеяния 2 и 2', практически не имеющие значения из-за больших углов рассеяния. Экспериментальное наблюдение картины рассеяния довольно затруднительно ввиду узости области и быстрой динамики процесса. Нам удалось зарегистрировать рассеяние, качественно согласующееся с теоретическими результатами (см. рис. 1в).

$$4. \omega_{02} + \frac{\Delta}{3} < \Omega < \omega_{02} + \frac{\Delta}{2,25}.$$

Теоретические расчеты показывают, что в этом диапазоне падающих частот возникают только боковые ветви рассеяния 2 и 2' (см. рис. 1в), обусловленные параметрическими процессами типа (а) и (б). Что касается процесса третьего типа, то здесь он пропадает. Это связано с тем, что частота ω_0 , характеризующая для этого процесса рассеяние под нулевым углом, уходит в комплексную плоскость. Важно отметить, что точка $\Omega = \omega_{02} + \frac{\Delta}{3}$ является особой точкой. В

ней из-за взаимного влияния подуровней пропадают все нелинейные эффекты. Практически во всей области падающих частот коэффициент усиления равен нулю [8]; поэтому экспериментально угловое рассеяние не наблюдается.

$$5. \omega_{02} < \Omega < \omega_{02} + \frac{\Delta}{3}.$$

Переход через точку компенсации приводит к появлению из бесконечности боковых ветвей рассеяния 3 и 3' (рис. 1г), обусловленных параметрическим процессом типа (в). Области рассеяния 1 и 1' возникают в результате процесса (б), области 2 и 2' — процесса типа (а). Сравнение коэффициентов усиления показывает, что в области 1 ко-

эффициент усиления в $e^{2 \frac{\omega_1}{\omega_2} \tau z}$ раз больше, чем в области 2. Поэтому экспериментально проявляется только область 1 с небольшим загибом в сторону области 2. Боковая область параметрического рассеяния 3 на эксперименте не была зарегистрирована.

$$6. \Omega < \omega_{01}, \omega_{02}.$$

Картина рассеяния, присущая этому случаю, напоминает рассеяние для случая 2 с тем лишь отличием, что боковая ветвь 2 попадает внутрь межрезонансного диапазона частот (симметрично ей располагается ветвь 2'). К сожалению и здесь также не удалось экспериментально зарегистрировать боковую ветвь рассеяния 2.

Ереванский государственный
университет

Поступила 16.VI.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Арутюнян, Е. Г. Канецян, В. О. Чалтыкян. ЖЭТФ, 59, 195 (1970).
2. В. М. Арутюнян и др. ЖЭТФ, 58, 37 (1970).
3. В. М. Арутюнян и др. ЖЭТФ, 66, 509 (1974).
4. Ю. М. Кирик и др. Письма ЖЭТФ, 11, 340 (1970).
5. Ю. М. Кирик и др. ЖЭТФ, 66, 1945 (1974).
6. А. М. Бонч-Бруевич, В. А. Ходовой, В. В. Хромов. Письма ЖЭТФ, 11, 431 (1970).
7. Т. А. Папазян, А. В. Карменян, С. М. Саркисян. Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 133 (1974).
8. Г. Г. Адоң, А. М. Кочарян, Н. В. Шахназарян. Квантовая электроника, 2, 1395 (1975).
9. А. М. Хачатрян, Н. В. Шахназарян. ЖЭТФ, 67, 64 (1974).

ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ՍՏԻՊՈՂԱԿԱՆ ՔԱՌԱՖՈՏՈՆ ԿՈՄԲԻՆԱՑԻՈՆ
ՑԻՄԱՆ ՍՊԵԿՏՐԱԼ-ԱՆԿՅՈՒՆԱՅԻՆ ԲԱՇԽՈՒՄԸ
ԵՌՄԱԿԱՐԴԱԿԱՆԻ ՄԲՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Գ. Գ. ԱԴՈՆՑ, Թ. Ա. ՓԱՓԱԶՅԱՆ,
Ս. Ե. ԱՐԳՍՅԱՆ, Գ. Մ. ԱՐՋՈՒՄԱՆՅԱՆ, Թ. Ե. ՄԵԼԻՔՍԵՅԱՆ

Աշխատանքում տեսականորեն և փորձնականորեն վերլուարվող զրգոմամբ ուսումնասիրված է ստիպողական բառաֆոտոն կոմբինացիոն ցրման սպեկտրալ-անկյունային բաշխումը ատոմական կալիումի զոլորչիներում: Տեսականորեն ստացված են հոմակարգականի միջավայրում այդ պրոցեսի սպեկտրալ-անկյունային տիրույթները և նրանց ուժեղացման գործակիցները: Ներկայությունի վրա աշխատող լազերի օգնությամբ ուսումնասիրված է ստիպողական բառաֆոտոն կոմբինացիոն ցրման էվոլյուցիան, երբ զրգոման հաճախությունը վերալարվում է կալիումի ատոմի $4P_{3/2}$ և $4P_{1/2}$ մակարդակների միջև: Տեսական արդյունքները համընկնում են փորձնական արդյունքների հետ:

SPECTRAL-ANGULAR DISTRIBUTION OF RESONANCE
STIMULATED FOUR-PHOTON PARAMETRIC SCATTERING
IN THREE-LEVEL MEDIUM

V. M. ARUTYUNYAN, G. G. ADONTS, T. A. PAPAZYAN, S. M. SARKISYAN,
G. M. ARZUMANYAN, T. E. MELIKSETYAN

Spectral-angular distribution of stimulated four-photon parametric scattering in atomic potassium vapor with tunable pumping is studied theoretically and experimentally. The spectral-angular regions and the coefficients of amplification of this process in a three-level medium are obtained theoretically. The evolution of stimulated four-photon parametric scattering was studied with the help of a dye-laser, the pumping frequency being tuned between the $4P_{3/2}$ and $4P_{1/2}$ doublets of potassium atom. Theoretical results are in good agreement with the experimental ones.