

ОБНАРУЖЕНИЕ РАДИАЦИОННОГО РАСПАДА  $D(1285) \rightarrow \phi\gamma$ 

С.И.Битюков, Г.В.Борисов, В.А.Викторов, С.В.Головкин  
 Р.И.Джелядин, В.А.Дорофеев, А.М.Зайцев, А.С.Константинов,  
 В.П.Кубаровский, А.И.Куляев, В.Ф.Куршецов,  
 Л.Г.Ландсберг, В.В.Латин, В.А.Мухин, Ю.Б.Новожилов,  
 В.Ф.Образцов, В.И.Соляник

Обнаружен радиационный распад  $D(1285) \rightarrow \phi\gamma$ . Зарегистрировано  $19 \pm 5$  событий этого типа. Определена относительная вероятность распада  $BR[D(1285) \rightarrow \phi\gamma] = (0,9 \pm 0,2 \pm 0,4) \times 10^{-3}$  и его парциальная ширина  $\Gamma[D(1285) \rightarrow \phi\gamma] = 23 \pm 5 \pm 10$  КэВ. Сделан вывод, что  $E(1420)$ -мезон, по-видимому, не принадлежит к аксиальному нонету.

В настоящей работе проведены поиски радиационных распадов нейтральных аксиальных мезонов с квантовыми числами  $J^{PC} = 01^{++}$ :

$$(I^{++} - \text{мезон}) \rightarrow \phi\gamma \quad (1)$$

Так как  $\phi$ -мезон является почти чистым  $ss$ -состоянием,  $\phi\gamma$ -распад служит хорошим анализатором, выделяющим  $s\bar{s}$ -компоненту в волновой функции исследуемых мезонов. Распады (1) могут дать важную информацию о нонете аксиальных мезонов. Существующие сейчас данные не позволяют однозначно определить состав аксиального нонета. Из двух изоскалярных состояний в этом семействе только одно можно считать твердо установленным — это  $D(1285)$ -мезон. В качестве другого изоскаляра обычно рассматривался  $E(1420)$ -мезон. Однако, данные о его квантовых числах являются противоречивыми (известная "E/i-проблема" — см. <sup>1, 2</sup>). Существуют и другие возможные кандидаты на это "полувакантное" место — например  $D'(1530)$ -состояние <sup>3</sup>. Поэтому вопрос о составе  $1^{++}$ -нонета, также как и о величине соответствующего угла смешивания, остается пока открытым.

Поиски радиационных распадов (1) проводились на установке "Лептон-Ф" <sup>4, 5</sup>, позволявшей регистрировать процессы с заряженными адронами и  $\gamma$ -квантами. В состав установки входил магнитный спектрометр с пропорциональными камерами и годоскопический  $\gamma$ -спектрометр. Заряженные частицы в начальном и конечном состояниях идентифицировались газовыми черенковскими счетчиками. Подробное описание опытов на этой установке по изучению эксклюзивного образования  $K^+K^-\pi^0$ - и  $\pi^+\pi^-\pi^0$ -состояний в  $\pi^-p$  и  $K^-p$ -взаимодействии представлено в <sup>5</sup>. В этой же экспозиции одновременно исследовались и реакции

$$\pi^-p \rightarrow (K^+K^-\gamma)n, \quad (2)$$

$$K^-p \rightarrow (\pi^+\pi^-\gamma)n. \quad (3)$$

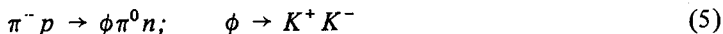
Процесс (2) был использован для поисков  $\phi\gamma$ -распадов мезонов, образующихся при перезарядке

$$\pi^-p \rightarrow Mn; \quad M \rightarrow \phi\gamma; \quad \phi \rightarrow K^+K^-. \quad (4)$$

Процесс (3) служил для регистрации известных радиационных распадов  $\eta(\eta') \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  и в дальнейшем использовался для нормировки реакции (4).

За время измерений через мишень установки "Лептон-Ф" было пропущено  $4 \cdot 10^{11}$   $\pi^-$ -мезонов с импульсом 32,5 ГэВ/с. При обработке данных для выделения (2) отбирались события с двумя заряженными частицами и одним  $\gamma$ -квантом в конечном состоянии с энергией  $E_\gamma > 5$  ГэВ и полной энергией вторичных частиц  $30,8 < E_+ + E_- + E_\gamma < 34$  ГэВ. Было зарегистрировано  $\sim 4,5 \cdot 10^3$  таких событий, подавляющее большинство которых соответствовало процессу  $\pi^-p \rightarrow K^+K^-\pi^0$ ;  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  с одним потерянными  $\gamma$ -квантом. Критерии, связанные с оптимальным подавлением фона потерянными фотонами, отработывались при выделении распада  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$  в условиях фона от  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ .

При исследовании процесса (4) особую опасность представляет фон, обусловленный реакцией



(с потерянным фотоном). Реакция (5) была детально изучена в наших предыдущих исследованиях<sup>5</sup>. Было показано, что в спектре масс  $\phi \pi^0$ -систем доминирует пик, связанный с образованием нового векторного мезона  $C(1480)$ . Реакция (5) характеризуется узким  $t'$ -распределением, обусловленным однопионным обменом. Поэтому, если для выделения (4) ввести требование  $|t'| > 0,1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>, то фон событий (5) с потерянными фотонами оказывается подавленным в  $\sim 5$  раз. В то же время это требование довольно слабо уменьшает вероятность образования аксиальных мезонов в реакциях перезарядки, так как для таких процессов  $\pi$ -обмен запрещен, и соответствующее распределение по  $t'$  оказывается более широким. Так, выход  $D(1285)$  при  $|t'| > 0,1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> уменьшается не более чем на 25 %.

После введения всех этих отборов в спектре масс  $K^+ K^-$ -системы в реакции (2) наблюдается четкий пик, соответствующий образованию  $\phi$ -мезона в (4). Положение пика ( $M_{K^+ K^-} = 1022 \pm 1$  МэВ) согласуется с табличным значением массы  $\phi$ -мезона; ширина пика ( $7,3 \pm 1,2$  МэВ) определяется аппаратным разрешением спектрометра. События (4) были отобраны из области  $\phi$ -пика ( $1018 < M_{K^+ K^-} < 1026$  МэВ). Вклад фона был учтен путем вычитания полусуммы числа событий в соседних массовых интервалах ( $1006 < M_{K^+ K^-} < 1014$  МэВ и  $1030 < M_{K^+ K^-} < 1038$  МэВ). Полное число событий (4) оказалось равным  $87 \pm 14$ .

Для дальнейшего анализа  $\phi\gamma$ -системы и поисков радиационных распадов аксиальных мезонов проведено исследование угловых распределений в (4). По известной теореме Ландау — Янга частица со спином 1 не может распадаться на два безмассовых фотона. Так как  $\phi$ -мезон — массивная векторная частица, то распад (1) не запрещен этой теоремой, но в нем участвует только компонента  $\phi$  с нулевой спиральностью  $\lambda_\phi = 0$  (такая составляющая отсутствует у безмассовых фотонов). Для выделения  $\phi$ -мезонов с  $\lambda_\phi = 0$  было исследовано распределение по углу  $\theta_{K^- \gamma}$  в системе покоя  $\phi$ -мезона. Для  $\lambda_\phi = 0$  (т. е. для распада (1)) это распределение должно иметь вид  $dN/d\cos\theta_{K^- \gamma} \sim \cos^2\theta_{K^- \gamma}$ . При распаде псевдоскалярных мезонов ( $0^{++}$ )  $\rightarrow \phi\gamma$   $\phi$ -мезоны образуются только в состояниях с  $\lambda_\phi = \pm 1$ , и соответствующее угловое распределение имеет вид  $dN/d\cos\theta_{K^- \gamma} \sim \sin^2\theta_{K^- \gamma}$ . Поэтому для выделения распадов типа (1) существенную роль может сыграть требование  $\cos\theta_{K^- \gamma} > 2/3$ , так как для радиационных распадов аксиальных мезонов оно уменьшает число событий всего на 30 %, и в то же время распады псевдоскалярных частиц при этом подавляются более чем в 6 раз.

Результирующий спектр эффективных масс  $\phi\gamma$ -событий ( $\cos\theta_{K^- \gamma} > 2/3$ ) представлен на рисунке. В этом спектре доминирует пик с массой  $M = 1278 \pm 10$  МэВ и шириной  $\Gamma = 77 \pm 18$  МэВ. В пике содержится  $19 \pm 5$  событий. Положение пика хорошо согласуется с табличным значением массы  $D(1285)$ -мезона, а его ширина определяется аппаратным разрешением. Статистическая значимость наблюдаемого пика превышает 7 стандартных отклонений. Таким образом, совокупность данных по массе, ширине и угловому распределению для этого пика показывает, что в настоящем эксперименте обнаружен радиационный распад



Определено отношение

$$BR[D(1285) \rightarrow \phi\gamma] / BR[D(1285) \rightarrow \bar{K}K\pi] = (0,8 \pm 0,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}. \quad (7)$$

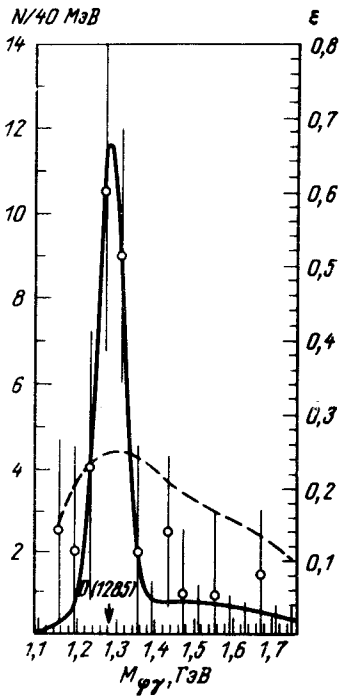
Отсюда и из табличных значений для  $BR(D \rightarrow \bar{K}K\pi)$  и  $\Gamma_D$ <sup>1</sup>:

$$BR[D(1285) \rightarrow \phi\gamma] = (0,9 \pm 0,2 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}, \quad (8)$$

$$\Gamma[D(1285) \rightarrow \phi\gamma] = 23 \pm 5 \pm 10 \text{ КэВ}. \quad (9)$$

Систематические ошибки включают в себя неопределенности, связанные с нормировкой, и погрешности табличных параметров.

Значение  $\Gamma[D(1285) \rightarrow \phi\gamma]$  (9) сравнивалось с предсказаниями для разных теоретических моделей <sup>6, 7</sup>. Это сопоставление показывает, что отличие угла смешивания для аксиального нонета  $\theta_A$  от идеального ( $\theta_A^0 = 35,26^\circ$ ) должно быть велико:  $|\alpha| = |\theta_A - \theta_A^0| > 30^\circ$ , т. е. в волновой функции  $D(1285)$ -мезона должна быть заметная  $ss$ -компонента. Независимая оценка угла смешивания ( $|\alpha| = 25 \div 35^\circ$ ) была проведена нами из известных данных по отношению вероятностей распадов  $J/\psi \rightarrow \phi D(1285)$ ;  $\omega D(1285)$  <sup>8</sup>. Эта оценка согласуется с данными по вероятности радиационного распада (6).



Спектр эффективных масс  $\phi\gamma$ -системы в реакции  $\pi^- p \rightarrow \phi\pi^0$  для событий с  $\cos\theta_{K^- \gamma} > 2/3$ . Стрелкой показано табличное значение массы  $D(1285)$ -мезона. Пунктирная кривая и шкала справа ( $\epsilon$ ) – акцептанс установки

Если  $D(1285)$ -мезон и  $E(1420)$ -мезон принадлежат к аксиальному нонету, то в рамках простой кварковой модели можно определить ожидаемое отношение для числа событий радиационных распадов (1)

$$R = \frac{N[E(1420) \rightarrow \phi\gamma]}{N[D(1285) \rightarrow \phi\gamma]} = \left[ \frac{\sigma(\pi^- p \rightarrow E n)}{\sigma(\pi^- p \rightarrow D n)} \right] \left[ \frac{BR(E \rightarrow \phi\gamma)}{BR(D \rightarrow \phi\gamma)} \right] =$$

$$= [\text{tg}^{-2} \alpha] [(K_E/K_D)^3 (\Gamma_D/\Gamma_E) \text{tg}^2 \alpha] = (K_E/K_D)^3 (\Gamma_D/\Gamma_E) = 1,4 \quad (10)$$

( $K_E, K_D$  – импульсы фотонов в (1);  $\Gamma_D, \Gamma_E$  – полные ширины мезонов).

Эксперимент (рисунок) дает для этого отношения верхний предел

$$R_{\text{эксп}} < 0,6 \text{ (90\%-ная достоверность).}$$

Таким образом, результат нашего опыта, в котором наблюдается радиационный распад  $D(1285)$ -мезона и не наблюдается такой же распад в области аксиального мезона с массой 1420 МэВ и шириной 55 МэВ, свидетельствует о том, что  $E(1420)$ -мезон не принадлежит к аксиальному нонету (в предположении, что выполняется простое кварковое соотношение (10)); заметим, что справедливость такого подхода проверена в опытах по перезарядке для псевдоскалярных ( $\eta, \eta'$ ) и векторных ( $\omega, \phi$ ) мезонов <sup>10</sup>). Если вместо  $E(1420)$  в аксиальный нонет входит мезон с массой  $M \gtrsim 1,5 \div 1,6$  ГэВ и  $\Gamma \gtrsim 150 \div 200$  МэВ, то ожидаемое число событий для его  $\phi\gamma$ -распада не противоречит данным настоящего эксперимента.

## Литература

1. *Aguilar-Benitez M. et al.* Phys. Lett., 1986, 170B, 1.
2. *Diekmann B.* Preprint CERN EP/86-112, Geneva, 1986.
3. *Gavillet P. et al.* Z. Phys., 1982, C16, 119.
4. *Битюков С.И. и др.* ЯФ, 1984, 39, 1165.
5. *Битюков С.М. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, 310; Препринты ИФВЭ 86-110 и 86-242, Серпухов, 1986.
6. *Волков М.К.* Препринт ОИЯИ P2-83-701, Дубна, 1983.
7. *Динейхан М. и др.* Препринт ОИЯИ P2-82-359, Дубна, 1982.
8. *Jan-Marie V.* Proc. of XXIII Int'l Conf. on High Energy Phys., Berkeley, July, 1986.
9. *Анисович В.В., Шехтер В.М.* ЯФ, 1973, 18, 701.
10. *Апель В.Д. и др., ЯФ, 1979, 29, 1514; Ayres D.S. et al.* Phys. Rev. Lett., 1975, 37, 1463.

Поступила в редакцию

12 марта 1987 г.

## ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ СВЕРХВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ С ХОЛОДНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

*С.Н.Багаев, А.Е.Бакланов, А.С.Дычков,*

*П.В.Покасов, Г.П.Чеботаев*

Впервые сообщаются результаты исследований поведения нелинейного резонанса в метане ( $\lambda = 3,39$  мкм) в пролетной области в зависимости от интенсивности насыщающего поля. Экспериментально показано, что при малых полях размер производной резонанса  $\tilde{\gamma}$  определяется только однородной полушириной  $\Gamma$  ( $\tilde{\gamma} = 1,4 \Gamma$ ). Основной вклад в образование резонанса дают "холодные" частицы, скорости которых значительно меньше среднетепловой. Это позволяет устранить влияние пролетного уширения и квадратичного эффекта Допплера.

1. Получение сверхузких нелинейных резонансов с относительной шириной  $\sim 10^{-13}$  и соответствующее повышение разрешающей способности оптической спектроскопии требуют применения методов, которые позволяют увеличить время взаимодействия частиц с полем. Охлаждение частиц позволяет сделать это без существенного увеличения размеров полей. Важным моментом при использовании "холодных" частиц является уменьшение влияния квадратичного эффекта Допплера, который ведет к уширению и сдвигу резонансов. В этой работе мы сообщаем о первых спектроскопических исследованиях резонансов насыщенного поглощения с помощью "холодных" частиц с эффективной температурой  $\sim 10^{-1}$  К, которая в  $10^3$  раз была меньше температуры рабочего газа. Ширина нелинейных резонансов связана с эффективной селекцией "холодных" частиц, для которых время взаимодействия определяется однородной шириной.

2. При  $\Gamma \ll k v_0$  ( $\Gamma$  – столкновительная полуширина линии,  $k$  – волновое число,  $v_0$  – среднетепловая скорость частиц) лэмбовский провал обусловлен насыщением частиц, у которых проекция скорости на ось поля  $v_z \simeq 0$ . Селекция поперечной скорости частиц  $v_r$  осуществляется благодаря эффектам насыщения. В пролетной области, где  $\Gamma \tau_0 \ll 1$  ( $\tau_0$  – время пролета частицы через поле с радиусом  $a$  со среднетепловой скоростью), мы сталкиваемся с новым механизмом неоднородного насыщения. Насыщение зависит от времени взаимодействия  $\tau$  частиц с полем ( $\tau = a/v_r$ ). Для частиц, скорости которых  $v_r < a\Gamma$ , параметр насыщения можно считать постоянным, не зависящим от скорости, и равным  $\kappa = 4d^2 E^2 / \hbar^2 \Gamma^2$  ( $d$  – дипольный матричный элемент перехода,  $2E$  – амплитуда поля). При скоростях  $v_r > a\Gamma$  параметр насыщения зависит от поперечной скорости  $\kappa(v_r) = 4d^2 E^2 / \hbar^2 (a^2/v_r^2)$ , увеличива-

сь с ее уменьшением. Провал в среде представляет собой совокупность провалов с различными интенсивностями и ширинами в соответствии со скоростью  $v_r$ . Принципиальным моментом, побудившим нас к детальным исследованиям, является то, что наклон производной резонанса по частоте определяется при  $\kappa \lesssim 1$  однородной шириной, а максимум ее расположен на расстоянии  $\tilde{\gamma} = 1,4 \Gamma$  от центра линии <sup>1</sup>. Основной вклад здесь дают частицы, скорости которых  $v_r \sim a \Gamma$ . Соответствующая температура частиц  $T_{эфф} \sim (\Gamma \tau_0)^2 T_0$ , где  $T_0$  — температура газа.

Для получения структур с полушириной  $\sim \Gamma$  при  $\Gamma \tau_0 \ll 1$  параметр насыщения должен быть  $\kappa \lesssim 1$ . Для пучка гауссовой формы это соответствует насыщающей мощности одной бегущей волны  $P \lesssim (\Gamma \tau_0)^2 c(\hbar v_0/4d)^2$ , где  $c$  — скорость света. Важная для эксперимента особенность насыщения в пролетной области связана с резким различием насыщения для взаимодействующих частиц и среды. Это связано с тем, что в линейный коэффициент поглощения дают вклад частицы со всеми скоростями, а резонанс насыщения определяется их малой долей  $\sim (\Gamma \tau_0)^2$ . В микроволновом диапазоне линия насыщения наблюдается на фоне линейного контура с шириной  $\sim 1/\tau_0$ , что затрудняет регистрацию узкой линии насыщения. В оптическом диапазоне линия насыщения наблюдается в "чистом" виде на фоне линейного контура с доплеровской шириной. Насыщение в среде будет  $\kappa_{ср} \sim (\Gamma \tau_0)^2 \kappa = (4d^2 E^2 / \hbar^2) \tau_0^2$  (точнее  $\kappa_{ср} = \kappa (\Gamma \tau_0)^2 \ln(1/\Gamma \tau_0)$  <sup>1</sup>). При малых насыщениях ( $\kappa_{ср} \ll 1$ ) и поглощениях интенсивность резонанса становится очень малой. В ранних работах изучение резонансов ограничивалось областью относительно больших насыщений <sup>2</sup> и качественным наблюдением сужения линии <sup>3, 4</sup>.

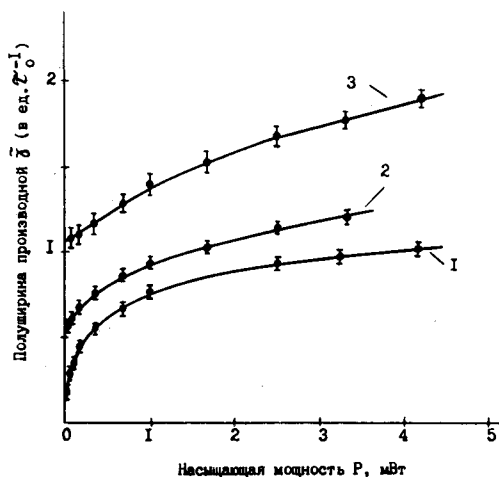


Рис. 1. Характерные экспериментальные зависимости полуширины производной резонанса  $\tilde{\gamma}$  (в единицах  $\tau_0^{-1}$ ) от величины насыщающей мощности  $P$  для одной из бегущих волн,  $a = 0,08$  см,  $\tau_0 = 1,45 \cdot 10^{-6}$  с; 1 —  $\Gamma \tau_0 = 0,13$ , 2 —  $\Gamma \tau_0 = 0,54$  и 3 —  $\Gamma \tau_0 = 1,3$

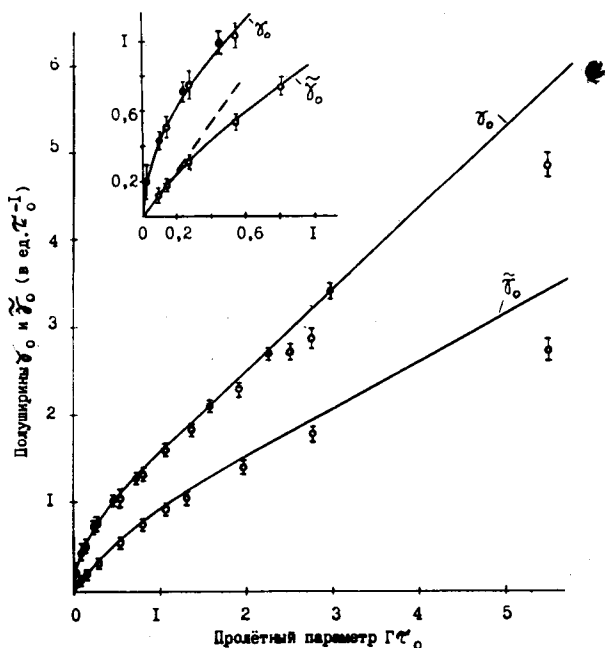


Рис. 2. Зависимости полуширины резонанса  $\gamma_0$  в метане (кривая 1) и его производной  $\tilde{\gamma}_0$  (кривая 2) в единицах  $\tau_0^{-1}$  от давления газа ( $\text{CH}_4, \text{He}$ ) в ед.  $\Gamma \tau_0$ . Для  $\text{CH}_4 - \Gamma = 15$  [кГц/мторр]  $\cdot P_{\text{CH}_4}$  [мторр], для  $\text{He} - \Gamma = 8$  [кГц/мторр]  $\cdot P_{\text{He}}$  [мторр]. Точки ( $a = 0,25$  см,  $\tau_0 = 4,5 \cdot 10^{-6}$  с) и светлые кружки ( $a = 0,08$  см,  $\tau_0 = 1,45 \cdot 10^{-6}$  с). Сплошные кривые — расчетные зависимости, построенные по таблицам на стр. 19 работы <sup>5</sup>. Пунктирная линия —  $\tilde{\gamma}_0 = 1,4 \Gamma \tau_0$

3. Для исследования резонанса и его производной были разработаны специальные спектрометры на основе He — Ne-лазера на  $\lambda = 3,39$  мкм с внутренней метановой ячейкой поглощения ( $F_2^{(2)}$ -линия перехода  $P(7)$ ,  $\nu_3$  метана), которые детально описаны в <sup>5</sup>. Исследования проводились в широкой области давлений при малых полях внутри резонатора.

Качественно новым в этих исследованиях в пролетной области являются полевые уширения резонанса и его производной. Зависимости полуширины  $\tilde{\gamma}$  производной резонанса одной компоненты магнитной сверхтонкой структуры  $F_2^{(2)}$ -линии поглощения метана от насыщающей мощности  $P$  для различных значений  $\Gamma\tau_0$  представлены на рис. 1. При  $\Gamma\tau_0 > 1$  зависимости имеют обычный вид:  $\tilde{\gamma} \sim \tilde{\gamma}_0(1 + \kappa)^{1/2}$ , где  $\gamma_0$  — полуширина при  $\kappa \rightarrow 0$ . При  $\Gamma\tau_0 \ll 1$  на зависимости  $\tilde{\gamma}(P)$  можно выделить три характерные области. Начальный линейный участок соответствует насыщающей мощности  $P \lesssim 20$  мкВт, при которой  $\kappa \lesssim 1$ . При насыщающей мощности  $P = 15$  мкВт и  $\Gamma\tau_0 = 0,1$  ( $a = 0,08$  см), мы имели в эксперименте  $\tilde{\gamma} \approx 14$  кГц. Значения ширин, полученные при линейной экстраполяции  $\tilde{\gamma}(P)$  и  $\gamma(P)$  в нуль мощности, были использованы нами для построения зависимостей  $\tilde{\gamma}_0$  и  $\gamma_0$  от плотности газа. Во второй области ( $P \sim 100$  мкВт)  $\Gamma \ll dE/\hbar \ll 1/\tau_0$  и роль однородной ширины линии играет частота Раби  $dE/\hbar$ . Поэтому  $\tilde{\gamma} \sim dE/\hbar$ , а  $\gamma \sim \frac{1}{\tau_0} \left( \frac{dE}{\hbar} \tau_0 \right)^{1/2}$ .<sup>6</sup> В области относительно больших полей ( $P \sim 1$  мВт), когда  $dE/\hbar \sim 1/\tau_0$  (третья область), вклад медленных частиц подавлен из-за сильного насыщения. Ширина резонанса здесь определяется, в основном, частицами со среднетепловой скоростью и описывается корневой зависимостью от мощности  $\gamma \sim \frac{1}{\tau_0} \left( 1 + \frac{4d^2 E^2}{\hbar^2 \tau_0^2} \right)^{1/2} = \frac{1}{\tau_0} \left( 1 + \frac{P}{P_0} \right)^{1/2}$ , где  $P_0 = c(\hbar v_0/4d)^2$  — параметр насыщения в мВт. Расчетная величина  $P_0 \approx 1$  мВт совпадает со значением, полученным в нашем эксперименте<sup>5</sup> и работе<sup>2</sup>. Экстраполяция  $\gamma$  из этой области в нуль мощности приводит к значению  $\gamma \sim (1/\tau_0)^2$ .

Полученные зависимости  $\gamma_0$  и  $\tilde{\gamma}_0$  от давления газа представлены на рис. 2. Наблюдается хорошее согласие экспериментальных данных с теоретическими зависимостями. Некоторое расхождение при ширинах резонанса более 500 кГц (см. данные, обозначенные светлыми кружками на рис. 2 для  $\Gamma\tau_0 > 2$ ) мы связываем с нелинейной зависимостью  $\Gamma$  от давления метана<sup>7</sup>. В отличие от  $\tilde{\gamma}_0$  полуширина  $\gamma_0$  при  $\Gamma\tau_0 \ll 1$  зависит от среднетепловой скорости. В соответствии с теорией<sup>1, 8, 9</sup>  $\gamma_0 \sim \frac{1}{\tau_0} (\Gamma\tau_0)^{1/2}$ , что подтверждается экспериментом.

Здесь основной вклад в ширину дают частицы, пролетающие поле без столкновений с характерной скоростью  $v \sim v_0(\Gamma\tau_0)^{1/2}$ . Полученные экспериментальные результаты не подтверждают выводы теории работ<sup>10-12, 1)</sup> и не согласуются с экспериментальными данными<sup>12, 13</sup>, в которых утверждалось, что  $\gamma$  при давлении  $p \rightarrow 0$  стремится к постоянному значению  $\sim 1/\tau_0$ , а  $\tilde{\gamma} \sim (\Gamma\tau_0)^{1/2}$ .

4. Минимальное значение  $\Gamma\tau_0$ , при котором была исследована форма резонанса, составляло  $\Gamma\tau_0 \sim 2 \cdot 10^{-2}$ , что соответствовало  $T_{эфф} \sim 10^{-1}$  К. Квадратичный доплеровский сдвиг резонанса, связанный с "холодными" частицами  $\Delta \sim (\Gamma\tau_0)^2 \Delta_0$ <sup>6</sup>, где  $\Delta_0$  — сдвиг соответствующий температуре газа. Предварительное охлаждение газа до  $T = 78$  К при  $\Gamma\tau_0 = 10^{-2}$  дает возможность получить эффективные температуры  $T_{эфф} = 10^{-2}$  К. Соответствующий квадратичный доплеровский сдвиг будет  $10^{-2} \div 10^{-3}$  Гц. Основная трудность использования такого метода получения "холодных" частиц связана с резким снижением интенсивности резонанса<sup>5</sup>. Применение телескопических расширителей пучка в сочетании с другими методами позволяет увеличить интенсивность резонанса. В видимой области повышение чувствительности регистрации резонансов поглощения "холодных" частиц можно достичь с использованием флуоресценции. Это позволяет уже в настоящее время перейти к созданию нового поколения относительно простых лазеров с воспроизводимостью частоты луча  $10^{-16}$ .

Авторы выражают благодарность Е.В.Бакланову, Е.А.Титову, В.М.Семибаламуту за полезные обсуждения; А.Е.Безродному за помощь в проведении эксперимента.

1) Как показано Дубецким<sup>14</sup>, в работах<sup>10-12</sup> была допущена грубая физическая ошибка, повлиявшая на все полученные результаты и выводы.

## Литература

1. *Бакланов Е.В., Дубецкий Б.Я., Семибаламут В.М., Титов Е.А.* Квантовая электроника, 1975, 2, 2518.
2. *Hall J.L.* Fundamental and Applied Laser Physics (Proceedings of the Esfahan Symposium, August 29-September 5, 1971). Ed. by M.S.Feld, A. Javan, N.A.Kurnit, John Wiley Sons, New York – London – Sydney – Toronto, 1973, p. 463; Colloques Internationaux du C.N.R.S., Paris, No. 217, 105, 1974.
3. *Багаев С.Н., Василенко Л.С., Дмитриев А.К., Скворцов М.Н., Чеботаев В.П.* Письма в ЖЭТФ, 1976, 23, 399.
4. *Алексеев В.А., Басов Н.Г., Губин М.А., Никитин В.В., Онищенко Н.С.* ЖЭТФ, 1983, 84, 1980.
5. *Багаев С.Н., Бакланов А.Е., Дычков А.С., Покасов П.В., Семибаламут В.М., Титов Е.А., Чеботаев В.П.* Препринт 125 ИТФ СО АН СССР, Новосибирск, 1985.
6. *Семибаламут В.М., Титов Е.А.* Оптические стандарты времени и частоты. Сб. трудов под ред. В.П.Чеботаева, ИТФ СО АН СССР, Новосибирск, 1985, с. 98.
7. *Багаев С.Н., Бакланов Е.В., Чеботаев В.П.* Письма в ЖЭТФ, 1972, 16, 15.
8. *Раутман С.Г., Шалагин А.М.* ЖЭТФ, 1970, 58, 962.
9. *Borde C.J., Hall J.L., Kuzasz C.V., Hummer D.G.* Phys. Rev. A, 1976, 14, 236.
10. *Titov A.* Opt. Comm., 1984, 51, 15.
11. *Титов А.Н.* Квантовая электроника, 1985, 12, 1064.
12. *Titov A., Malyshev Yu., Rastorguyev Yu.* J. Physique, 1986, 47, 2025.
13. *Малышев Ю.М., Расторгуев Ю.Г., Титов А.Н.* Сб. "Исследования в области измерений времени и частоты", ВНИИФТРИ, М., 1986, с. 47.
14. *Дубецкий Б.Я.* Квантовая электроника, 1986, в печати.

Институт теплофизики  
Академии наук СССР  
Сибирское отделение

Поступила в редакцию  
5 февраля 1987г.  
После переработки  
12 марта 1987г.