

А.В. Белинский, М.Г. Дубенская, А.А. Подшивалов

## ВРЕМЕННЫЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АТОМНО-РЕЗОНАНСНОГО ФЛУОРЕСЦЕНТНОГО ФИЛЬТРА

На основе развитой методики проведено численное моделирование на ЭВМ процессов излучения резонансной атомной флуоресценции, позволившее рассчитать затягивание импульсного отклика и коэффициент преобразования в резонансном атомном флуоресцентном фильтре на парах цезия.

Анализ требований, предъявляемых к параметрам устройств лазерных линий связи (ЛЛС), использующих передачу оптических сигналов через слабопоглощающие рассеивающие среды и прием их в условиях естественных оптических помех, показывает, что основным методом повышения достоверности передачи информации через ЛЛС является уменьшение спектральной области чувствительности фотоприемного устройства (ФПУ) (в идеале до величины, при которой шумовая компонента фототока, вызванная оставшейся оптической засветкой, сравнивается с уровнем собственных шумов ФПУ) и соответственное сужение ширины спектра излучения оптического передатчика.

Существующие методы управления шириной спектра излучения лазерных передатчиков позволяют получать перестраиваемые по частоте оптические импульсы с шириной спектра менее 0,001 нм [1]. Вместе с тем спектральная область наиболее чувствительных на сегодняшний день фотоприемников — ФЭУ — значительно шире (~ 300 нм).

Для уменьшения спектральной области чувствительности ФПУ в нем перед ФЭУ ставится оптический фильтр, который применительно к ФПУ для данных ЛЛС должен быть: а) узкополосным, б) широкоугольным, в) не вносить добавочных шумов.

Наиболее полно удовлетворяют этим требованиям оптические фильтры, использующие узкополосные резонансы поглощения в атомных газах [2]. Эти фильтры имеют типичную ширину полосы пропускания 0,001 нм, высокую однородность оптических характеристик по апертуре фильтра и гарантированную стабильность положения центральной частоты пропускания (не менее  $5 \times 10^5$ ).

Одним из перспективных устройств такого типа является резонансный атомный флуоресцентный фильтр на парах цезия (РАФФ) [2], имеющий в синей области спектра две уединенные линии пропускания на 455,5 нм и 459,3 нм спектральной шириной  $\approx 0,0005$  нм. Он обладает широким углом зрения и малым остаточным (вне полосы) пропусканием. Конструкция РАФФ приведена на рис. 1, а. Он состоит из прозрачной кюветы 2 с парами цезия в атмосфере буферного газа, размещенной между двумя стеклянными светофильтрами 1 и 3. Сигнальное излучение с длиной волны 455,5 или 459,3 нм, проходя через входной синий светофильтр 1, поглощается атомами цезия. Возбужденные атомы релаксируют в основное состояние с испусканием излучения флуоресценции с длинами волн 852 и 894 нм, которое проходит через выходной красный светофильтр 3 и детектируется фотоумножителем 4. Широкий угол зрения РАФФ обеспечивается изотропностью поглощения атомных паров, а малое остаточное пропускание тем, что полосы пропускания светофильтров 1 и 3 не перекрываются, и результирующий фильтр непрозрачен для излучения с любой другой длиной волны. Основным фактором, требующим учета при рассмотрении работы РАФФ, является эффект «пленения излучения» вследствие многократного изотропного переизлучения атомами резонансной ИК-флуоресценции, приводящий к затягиванию импульса высвечивания и уменьшению доли детектируемого сигнала.

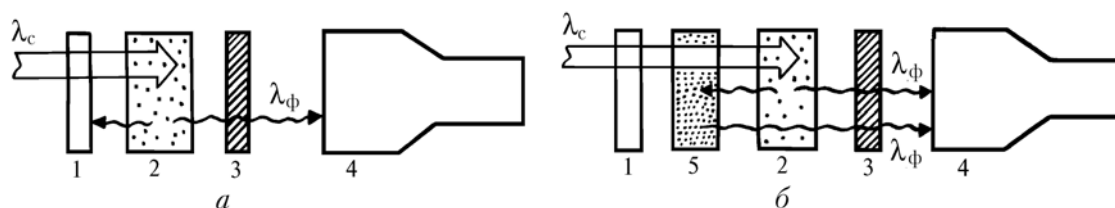


Рис. 1. Конструкция атомно-резонансного флуоресцентного фильтра: 1 — светофильтр, прозрачный на длине волны сигнального излучения; 2 — кювета-преобразователь с чистыми парами или парами цезия в атмосфере буферного газа; 3 — светофильтр, прозрачный на длине волны атомной флуоресценции; 4 — фотоприемник; 5 — кювета-отражатель с парами цезия в атмосфере буферного газа

В настоящей статье на основе развитой теории проведено численное моделирование на ЭВМ процессов, происходящих в цезиевой кювете при многократном переизлучении резонансной флуоресценции, позволившее рассчитать затягивание импульсного отклика РАФФ и коэффициент преобразования в ИК-излучение (коэффициент пропускания фильтра). Аналогичные расчеты проведены и для двухсекционной конструкции РАФФ, показавшей возможность значительного увеличения коэффициента преобразования.

Теоретическое рассмотрение процессов резонансного поглощения и флуоресценции будет проводиться для случаев бесконечной в поперечных направлениях кюветы толщиной  $L$  с атомными парами цезия. При падении на кювету сигнального излучения, совпадающего по длине волны с резонансами поглощения цезия на 455,5 нм (459,3) и с длительностью, меньшей времени жизни  $T_1$  данного резонанса, мгновенное распределение возбужденных атомов по толщине кюветы

$$F_0(z, \nu) = F_0(z=0, \nu) \exp(-K_c z), \quad (1)$$

где  $K_c$  — коэффициент поглощения на частоте сигнала  $\nu$ , может варьироваться в диапазоне  $K_c \approx (1-10) \text{ см}^{-1}$  изменением плотности паров и давления буферного газа. Особенностью цезия является то, что коэффициент поглощения  $K_\phi$  на длинах волн флуоресценции (852 и 894 нм) на два порядка превосходит коэффициент поглощения сигнального излучения  $K_\phi \approx (70-300)K_c$ . В силу этого излучение атомной флуоресценции многократно поглощается и изотропно переизлучается прежде чем достигнет границы кюветы и покинет ее.

Выделим в кювете достаточно тонкий слой шириной порядка диаметра атома цезия и определим пространственную картину возбуждаемых флуоресценцией этого слоя атомов в результате единичного акта переизлучения. Свяжем с выделенным слоем систему координат  $(x, y, z)$  так, чтобы ее центр лежал в центре слоя, а ось  $z$  была перпендикулярна ему. Очевидно, что координата фотона, покинувшего возбужденный атом в слое и достигшего следующего атома, поглотившего его, определяется как

$$z = l \cos \varphi, \quad (2)$$

где  $l$  — длина пробега фотона, а  $\varphi$  — его азимутальный угол (см. рис. 2). За время единичного переизлучения  $\Delta t$  мгновенное пространственное расположение атомов можно считать замороженным. Поэтому функция распределения вероятности  $\omega(l)$  подчиняется закону Рэлея:

$$\omega(l) = \frac{l}{\sigma_\nu^2} \exp(-l^2/2\sigma_\nu^2), \quad (3)$$

где дисперсия  $\sigma_\nu = \bar{l}_\nu(2/\pi)^{1/2}$ , а  $\bar{l}_\nu$  — средняя длина пробега фотона с частотой  $\nu$  в направлении траектории, которая пропорциональна среднему расстоянию между атомами. Зависимость же  $\bar{l}_\nu$  от  $\nu$  обратная лоренцевской. С учетом того, что вследствие изотропности излучения флуоресцирующих атомов статистика по  $\varphi$  равномерна, имеем

$$\omega(\varphi) = 1/2\pi, \quad 0 \leq \varphi \leq 2\pi. \quad (4)$$

Комбинируя (2) и (4), нетрудно показать, что распределение по  $z$  гауссовское [3], т.е.

$$\omega(z, \nu) = \frac{1}{2\pi\sigma_\nu} \exp(-z^2/2\sigma_\nu^2). \quad (5)$$

Следующим шагом нашего рассмотрения является переход к однокоординатной картине, в которой  $\omega(z, \nu)$  фактически является функцией рассеяния тонкого слоя. Если исходное распределение возбужденных атомов описывалось функцией  $F_0(z, \nu)$ , определяемой в соответствии (1) (здесь  $z$  связано уже с кюветой, а не с каким-либо конкретным слоем), то после первого акта переизлучения функция  $F_1(z, \nu)$ , в силу линейности и пространственной инвариантности задачи, определяется в виде интеграла свертки

$$F_1(z, \nu) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F_0(u, \nu) \omega(z-u, \nu-\nu) dud\nu. \quad (6)$$

Внутри кюветы, расположенной в интервале  $0 \leq z \leq L$  для некоторого  $n$ -го акта переизлучения имеем

$$F_n(z, \nu) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^z F_{n-1}(u, \nu) \omega(z-u, \nu-\nu) dud\nu. \quad (7)$$

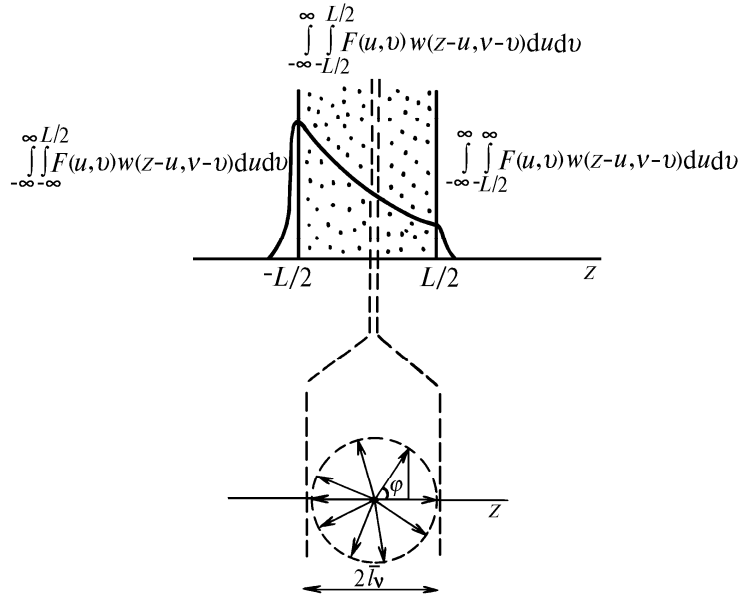


Рис. 2. Иллюстративная схема методики вычислений

На основе этого рекуррентного соотношения сравнительно несложно провести численное моделирование, поскольку вычисление двумерной свертки является достаточно широко используемой стандартной операцией.

В результате единичного акта переизлучения, т.е. одного шага вычислений, часть излучения оказывается вне кюветы ( $F_n(z, v) \neq 0$  при  $z > L$  и  $z < 0$ ) и не участвует в дальнейших актах переизлучения. Однако именно оно представляет для нас наибольший интерес, поскольку является мгновенной мощностью выходящих влево и вправо из кюветы импульсов. Поэтому в процессе вычислений после каждого шага рассчитывались интегралы

$$I_n(n) = \int_{-\infty}^0 F_n(z, v) dz; \quad I_n(n) = \int_L^{\infty} F_n(z, v) dz, \quad (8)$$

по которым и определялась форма импульсов излучения флуоресценции  $I_n(t)$ ,  $I_n(t)$ , выходящей влево и вправо из кюветы, причем  $t = n(\Delta t + T_1)$ ,  $\Delta t = \bar{l}/c$ ,  $c$  — скорость света.

В свою очередь, коэффициент преобразования фильтра определяется как

$$\eta = \frac{\theta}{1 - \exp(-K_c L)} \frac{\sum_{n=1}^{n_{\max}} I_n(n)}{\sum_{n=1}^{n_{\max}} (I_n(n) + I_n(n))}, \quad (9)$$

где  $\theta$  — квантовый выход флуоресценции.

Максимальное количество шагов  $n_{\max}$  выяснялось в процессе расчета по уменьшению  $I_n$  и  $I_n$  с ростом  $n$ . Вычисления прекращались по достижении  $I_{n,l}$  пренебрежимо малых значений, практически не вносящих вклад в сумму (9).

Определяя границы применимости нашего рассмотрения, необходимо упомянуть еще об одном принятом нами допущении. Разбивая процесс вычислений на дискретные шаги, мы предполагаем, что акты переизлучения всеми атомами производятся одновременно с тактовой частотой  $1/\Delta t$ . В действительности, конечно, в силу разброса значений  $\bar{l}$  и  $T_1$  ситуация будет иной. Однако такое приближение справедливо при  $\Delta t n_{\max} < T_1$ , что соответствует реальной ситуации.

Результаты численного моделирования представлены на рис. 3–6. На рис. 3 в качестве иллюстрации показана динамика изменения распределения возбужденных атомов по толщине кюветы и рассчитанные через  $n = 20$  актов переизлучения временные профили импульсов излучения флуоресценции  $I_n(t)$ ,  $I_n(t)$ . Для оценки длительности импульсов флуоресценции следует учесть, что каждый шаг вычисления соответствует интервалу времени  $\Delta t = \bar{l}_v/c + T_1$ , а  $T_1$  определяется

давлением буферного газа в кювете. Для чистых паров цезия  $T_1 = 30$  нс. При добавлении буферного газа  $T_1$  уменьшается обратно пропорционально его давлению  $T_1 \sim p^{-1}$  ( $p$  выражается в мм рт. ст.).

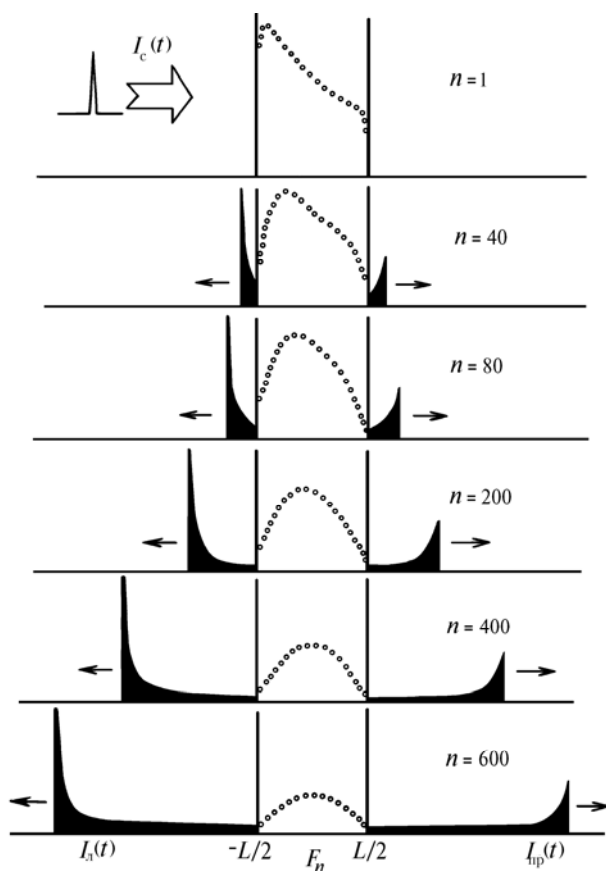


Рис. 3. Кинетика изменения плотности возбужденных атомов (светлые кружки) и временного профиля импульсов флуоресценции  $I_{пр}(t)$ ,  $I_{лев}(t)$  при возбуждении кюветы коротким сигнальным импульсом. ( $K_c L = 1$ )

На рис. 4 представлен график отношения энергий флуоресценции  $\Phi_{\pm} = \int I_{пр,л}(t) dt$ , излученной из кюветы вправо и влево в зависимости от оптической плотности кюветы на частоте сигнала. Из рисунка видно, что из оптически плотной кюветы ( $K_c L > 5$ ) большая часть излучения флуоресценции (>80%) переизлучается назад, навстречу сигнальному импульсу. На основании этого факта можно проводить оптимизацию конструкции атомно-резонансного флуоресцентного фильтра с точки зрения коэффициента пропускания и быстродействия, а также выбирать полосу пропускания радиотракта фотодетектора и усилительной системы. С этой целью перед кюветой-преобразователем 2 (см. рис. 1, б) с парами цезия располагается еще одна кювета-отражатель, наполненная также парами цезия при той же температуре в атмосфере буферного газа, причем давление буферного газа в кювете-отражателе в несколько раз (в  $A$  раз) больше такового для кюветы-преобразователя. В результате ширина  $\Delta\nu_0$  линии поглощения, соответственно в  $A$  раз меньше, хотя на длине волны флуоресценции она по-прежнему является оптически плотной ( $K_{\phi} L > 3$ ). Принцип работы кюветы-отражателя заключается в том, что переизлученное назад из кюветы-преобразователя излучение флуоресценции полностью поглощается в кювете-отражателе и, в свою очередь, в основном направляется из нее обратно, т.е. в сторону фотодетектора. В силу того что переизлученное из кюветы-отражателя излучение имеет в  $A$  раз большее спектральное уширение, оно слабо поглотится в кювете-преобразователе и практически без потерь достигнет фотодетектора. Пропускание кюветы-переизлучателя для спектральноуширенного излучения флуоресценции из кюветы-отражателя выражается соотношением

$$\tau_1 = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-K_{\phi} L / (1 + x^2)) dx^2}{(x/A - \delta/A)^2 + 1} \bigg/ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx}{(x/A - \delta/A)^2 + 1}, \quad (10)$$

когда в обеих кюветах присутствует буферный газ, и

$$\tau_2 = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-\pi^{-1/2} K_\phi L / \exp(-x^2)) dx^2}{(x/A - \delta/A)^2 + 1} \bigg/ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx}{(x/A - \delta/A)^2 + 1}, \quad (11)$$

когда в кювете-преобразователе чистые пары цезия. Здесь  $x = (v - v_0)/\Delta v_{\text{п}}$ ,  $\Delta v_{\text{п}}$  — ширина линии поглощения в кювете-преобразователе, а  $\delta = (v_{\text{max}} - v_0)/\Delta v_{\text{п}}$  — нормированное смещение максимума линии поглощения под действием буферного газа [4] (см. рис. 5).

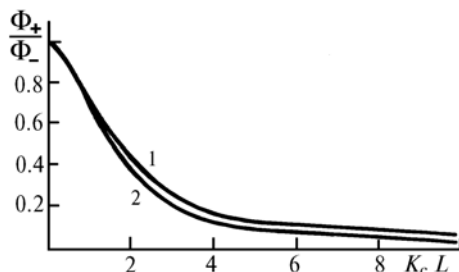


Рис. 4. Отношение энергии импульсов излучения атомной флуоресценции, распространяющихся из кюветы навстречу ( $\Phi_-$ ) и по направлению ( $\Phi_+$ ) сигнального излучения: 1 —  $K_\phi = 70/K_c$ ; 2 —  $K_\phi = K_c$

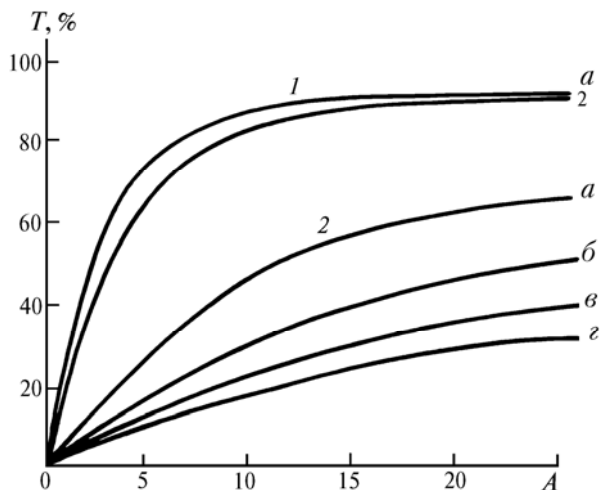


Рис. 5. Пропускание кюветы-преобразователя для спектрально-уширенного излучения из кюветы-отражателя (O),  $A = \Delta v_0/\Delta v_{\text{п}}$ : 1 — в кювете-преобразователе чистые пары цезия, 2 — с добавкой буферного газа: а, б, в, г — соответственно для  $K_c L_{\text{п}} = 1, 3, 6, 9$

Теперь, основываясь на расчетах, проведенных для одной кюветы, можно найти коэффициент преобразования  $\eta_2$  для такой составной конструкции РАФФ. На рис. 6 представлены результаты вычислений, произведенных для различных отношений  $A$  давления буферного газа в кюветах и отношения толщин кювет  $B = L/L_0 = 1$ . Здесь  $L_0$  — толщина кюветы-отражателя. При этом для кюветы-преобразователя полагалось  $K_\phi = 70 K_c - \Delta$ , а для кюветы отражателя  $K_c = K_\phi$ . На том же графике представлен коэффициент преобразования  $\eta_2$  для РАФФ с одинарной кюветой-преобразователем, иллюстрирующий тот факт, что при оптимальном выборе параметров использование кюветы-отражателя повышает КПД РАФФ более чем в 2 раза.

Таким образом, численное моделирование по описанной методике кинетики резонансного излучения из кюветы с атомными парами позволило оценить длительность и энергию импульсов флуоресценции, а также рассчитать коэффициенты преобразования атомно-резонансных флуоресцентных фильтров различных конструкций.

В заключение отметим, что изложенную методику можно обобщить и на случай возбуждения фильтра стационарным излучением либо импульсами, длительность которых превышает характерное время  $T_1$ ,  $T_2$  и  $T^*$ , где  $T_2$  — время жизни верхнего уровня излучательного перехода цезия, а  $T^*$  — некоторое эффективное время затягивания люминесценции за счет переизлучений. Фактически оно нами рассчитано в рассмотренной выше нестационарной модели отклика системы на  $\delta$ -импульс и определяется как характерная длительность выходящего из кюветы излучения в этом случае (см., например, рис. 3).

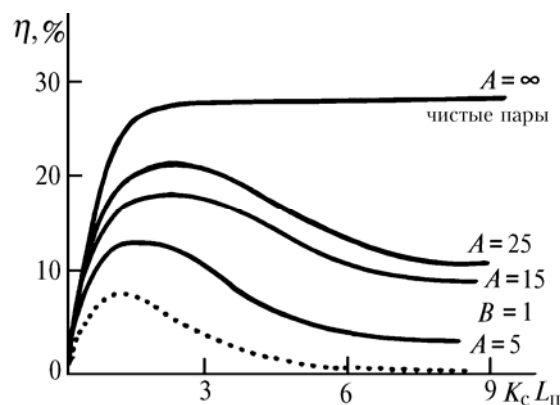


Рис. 6. Расчетный коэффициент преобразования для конструкции РАФФ с кюветой-отражателем.  $B = L_n/L_0$  – отношение толщин кювет, штриховая кривая – коэффициент преобразования РАФФ с одной кюветой

При стационарном облучении фильтра в нем устанавливается неизменное распределение возбужденных атомов по длине кюветы. При эффекте «пленения излучения» коэффициент поглощения  $K_c^*$  уменьшается по сравнению с беспереизлучением ( $K_c$ ) за счет эффективного увеличения времени жизни резонанса  $T_1$ , т.е.

$$K_c^* = K_c T_1 / (T_1 + T^*). \quad (12)$$

Теперь несложно получить и отношение потоков флуоресценции, выходящих вправо и влево. В силу стационарности картины оно определяется отношением количества возбужденных атомов на границах слоя, которое равно:

$$\Phi_+ / \Phi_- = \exp(-K_c^* L). \quad (13)$$

Здесь мы использовали соотношение (1), модифицированное для эффективного коэффициента поглощения  $K_c^*$ .

1. Справочник по лазерам. /Под ред. А.М. Прохорова. М.: Сов. радио, 1979 Т. II. 400 с.
2. Матвеев О.И. //Ж. прикл. спектроскопии. 1987. Т. 46. № 3. С. 359–375.
3. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. //Введение в статистическую радиофизику и оптику. М.: Наука, 1981. 640 с.
4. Чен Ш., Такео М. Уширение и сдвиг спектральных линий, создаваемые посторонними газами. //УФН. 1958. № 3. С. 391–407.

Московский госуниверситет  
им. М.В. Ломоносова

Поступила в редакцию  
15 мая 1991 г.

A.V. Belinsky, M.G. Dubenskaya, A.A. Podshivalov. **Time and Energy Characteristics of the Nuclear-Resonant Fluorescent Filter.**

The radiative processes of the resonant nuclear fluorescence were numerically simulated using the improved technique that allowed the pulse response delay and the conversion factor of the resonant nuclear fluorescent Cs-vapor phase filter to be calculated.