

К ПРОБЛЕМЕ СОЗДАНИЯ СУБПАУССОНОВСКОГО ИСТОЧНИКА СВЕТА

Е.Б. Александров

Предложен вариант реализации квантово-неразрушающего измерения интенсивности света. Сочетание техники волоконных световодов с гигантской нелинейностью атомного газа вблизи резонанса обещает обеспечить чувствительность, достаточную для регистрации дробовых шумов светового потока умеренной интенсивности.

К настоящему времени известно несколько методов получения световых потоков с субпауssonовской статистикой фотонов [1]. Эти методы могут быть грубо разделены на две группы. Первая соответствует управлению процессом генерации фотонов с целью его упорядочения. Вторая группа методов основана на подавлении флуктуации уже имеющегося потока фотонов, в частности, путем квантово-неразрушающего измерения (КНИ) его интенсивности для получения сигнала управления интенсивностью с помощью обратной связи. Первый подход неоднократно продемонстрирован с тем или иным успехом. Второй до сих пор не реализован из-за недостаточной чувствительности известных схем КНИ.

Перспективы осуществления КНИ интенсивности света обычно связываются с оптическим эффектом Керра. Свет, проходя через прозрачную среду, своими флуктуациями модулирует ее преломление, которое контролируется слабым вспомогательным светом другой частоты. Однако нелинейность обычных оптических сред очень мала, что требует высокой плотности энергии контролируемого излучения. Кажется очевидным, что лучшее решение связано с применением стекловолночного интерферометра, позволяющего сочетать предельно высокую плотность мощности с очень большой длиной взаимодействия света с веществом.

Практическое осуществление этого плана не оправдало надежд: достигнутая чувствительность оказалась в 10^3 раз меньше, чем необходимо для регистрации дробовых флуктуаций, несмотря на километровую длину применявшихся кварцевых световодов [2]. При этом не видно перспектив существенного увеличения чувствительности за счет поиска новых материалов для стекловолнока. Однако можно сочетать идею световода с использованием атомарных сред, обладающих гигантской нелинейностью вблизи резонанса, и на этом пути увеличить чувствительность КНИ на много порядков.

Пусть частота лазера близка к резонансу атомного газа. Если расстройка Δ достаточно велика, чтобы пренебречь поглощением, коэффициент преломления n газа имеет вид:

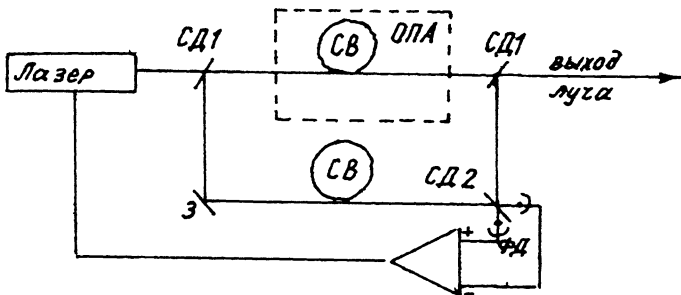


Схема построения лазерного источника света с подавлением фотонных флуктуаций. СД1 и СД2 – светоделители, ОПА – объем с парами атомов, СВ – световоды.

$$n-1 = k d^2/\Delta, \quad (1)$$

где d – матричный элемент перехода, k – константа, пропорциональная плотности газа.

Благодаря оптическому эффекту Штарка, свет смещает частоту резонанса, что приводит к зависимости расстройки от интенсивности света в согласии с выражением

$$\Delta(I) \approx \Delta + \left(\frac{\alpha E}{\hbar}\right)^2/\Delta, \quad (2)$$

в котором предполагается, что световой сдвиг мал по сравнению с исходной расстройкой.

Напряженность E поля световой волны связана с числом фотонов N_0 , проходящих в 1 с через сечение S очевидным соотношением:

$$E^2 = 8\pi N_0 \frac{h}{S\lambda}, \quad (3)$$

где λ – длина волны.

Флуктуация E^2 , соответствующая среднеквадратичной флуктуации числа фотонов $\delta N = \delta(N_0\tau)$, на интервале τ для пуассоновского потока равна

$$\delta(E^2) = 8\pi h \sqrt{\frac{N_0}{\tau}} / (S\lambda). \quad (4)$$

Из (1) – (4) следует, что среднеквадратическая флуктуация преломления, вызванная фотонным шумом, дается выражением

$$\delta(n-1) = 32(n-1) \left(\frac{d}{\Delta}\right)^2 \pi^3 \frac{\sqrt{N_0/\tau}}{h\lambda S}. \quad (5)$$

Флуктуация преломления генерирует флуктуацию фазы $\delta\varphi$ на пути L :

$$\delta\varphi = 2\pi\delta(n-1)L/\lambda. \quad (6)$$

Фазовый шум может быть измерен интерферометрически (см. рисунок). Нужно подчеркнуть, что отщепитель CD , должен иметь очень низкий коэффициент отражения $R \ll 1$ с тем, чтобы не влиять на статистику основного пучка. Предельная чувствительность $\delta\theta$ измерения фазы интерферометром ограничена дробовым шумом света в опорном плече:

$$\delta\theta = (qRN_0\tau)^{-1/2},$$

где q — квантовый выход фотоприемников.

Равенство $\delta\varphi = \rho\delta\theta$ определяет фактор ρ возможного подавления дробового шума с помощью обратной связи.

Как видно из (5) и (6), флуктуация фазы пропорциональна отношению L/S . Если ширина пучка света ограничена дифракцией, то отношение L/S имеет порядок $1/\lambda$. Это позволяет получить для $\delta\varphi$ следующее выражение:

$$\delta\varphi = 64\pi^4(n-1) \left(\frac{d}{\Delta}\right)^2 \frac{\sqrt{N_0/\tau}}{h\lambda^3}. \quad (7)$$

Оценим достижимый фактор ρ при следующих значениях параметров: $d = 10^{-18}$ CGSE, $\Delta = 10^{10}$ с $^{-1}$, $\lambda = 600$ нм, $N_0 = 3 \cdot 10^{16}$ с $^{-1}$ (~ 10 мВт), $n-1 = 10^{-3}$, $qR = 10^{-2}$.

Расчет дает для ρ величину около 0.2.

Таким образом, простая фокусировка света в объеме с атомным паром не обеспечивает нужной чувствительности НКИ, хотя и позволяет приблизиться к дробовому порогу. Однако можно на порядки увеличить соотношение L/S и вместе с ним чувствительность, применяя стекловолоконный световод без внешней оболочки, помещенный в объем с атомным паром. Для такого световода излучение распространяется не только внутри жилы, но и в значительной мере снаружи вдоль нее. Внешняя часть поля, взаимодействующая с паром, сконцентрирована в цилиндрической области вокруг жилы, имея толщину порядка микрона, что позволяет обеспечить достаточно малое сечение $S \lesssim 10^{-6}$ см. Пока свет не поглощается ни внутри световода, ни снаружи, его длина L_{max} ограничивается только верхней частотой $f_{max} \approx c/2\pi L_{max}$ полосы, в которой предполагается подавить дробовые шумы. Открывающийся на этом пути запас чувствительности оправдывает сделанные при оценках упрощения.

Автор благодарен И.В. Соколову за полезные обсуждения и В.Б. Брагинскому за стимулирующий интерес.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] T e s h M.C., S a l e B.A. // Quant. Opt. 1989. P. 153-191.
[2] I m o t o N., W a t k i n s S., S a s a k i Y. // Opt. Comm. 1987. V. 61. P. 159-163.

Поступило в Редакцию
4 июля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 16

26 августа 1990 г.

05.1

© 1990

ВЛИЯНИЕ ГЕРМАНИЯ НА ДИФФУЗИЮ МАРГАНЦА В КРЕМНИИ

М.К. Б а х а д ы р х а н о в, Ф.М. Т а л и п о в,
У.С. Д ж у р а б е к о в

Как известно, наличие изовалентных примесей в кремнии существенно влияет на скорость введения и кинетику образования термо- и радиационных дефектов в нем [1-4]. Однако в литературе отсутствуют данные о влиянии наличия изовалентных примесей на состояние различных примесных атомов в решетке кремния, особенно тех, которые создают глубокие уровни в запрещенной зоне. Такие исследования представляют не только научный, но и определенный практический интерес, связанный с возможностью более точного управления и стабилизации свойств кремния, легированного различными примесями. В связи с этим в данной работе изучено влияние изовалентных примесных атомов германия на диффузионные параметры марганца в кремнии. Выбор примеси марганца обусловлен тем, что в компенсированном кремнии, легированном марганцем, наблюдается ряд интересных электрических и фотоэлектрических явлений [5, 6]. Однако в определенных условиях параметры такого материала являются не стабильными, что затрудняет широкое его применение в приборостроении.

Для исследований использовались образцы кремния, легированного германием в процессе выращивания по методу Чохральского, р-типа с удельным сопротивлением $\sim 16-18$ Ом см, а также кремния без германия с аналогичными параметрами. Концентрация германия в образцах, определенная методом нейтронно-активационного