

АВТОКОРРЕЛЯЦИОННЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР ПОСТОЯННОЙ ФАЗЫ. НОВЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ОДНОРОДНОЙ ШИРИНЫ ЛИНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ПРЕОБЛАДАЮЩЕГО НЕОДНОРОДНОГО УШИРЕНИЯ

*М. В. Лебедев**

*Институт физики твердого тела Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 27 апреля 2001 г.

Предложен новый интерферометрический метод измерения однородной ширины линии излучения ансамбля излучающих осцилляторов.

PACS: 07.60.Ly, 42.25.Nz

Понятия однородной и неоднородной ширины линии излучения широко используются в спектроскопии в связи с описанием формы спектральной линии излучения ансамбля независимых осцилляторов. Наиболее известным примером такой системы является газ низкого давления, атомы которого, возбуждаемые, например, электрическим разрядом, излучают набор спектральных линий соответствующего химического элемента. Собственная или естественная ширина линии излучения, как правило, чрезвычайно мала, при этом доминирует неоднородное уширение, которое обусловлено доплеровским смещением частоты из-за теплового движения излучающих атомов. Однородная ширина спектральной линии непосредственно связана с вероятностью оптического перехода и является поэтому весьма важной характеристикой излучающей системы. Для определения ее в спектроскопии применяются методы нестационарной нелинейной оптики, такие как световое эхо и четырехволновое смешивание [1].

В данной работе предлагается метод измерения однородной ширины линии, не использующий нелинейнооптических эффектов. Метод основывается на применении новой схемы интерферометра с дифракционной решеткой. Дифракционные решетки успешно применяются в интерферометрии для разделения пучков и дополнительной монохроматизации излу-

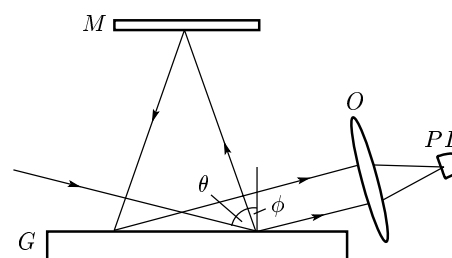


Рис. 1. Оптическая схема автокорреляционного интерферометра постоянной фазы: G — дифракционная решетка, M — плоское зеркало, O — объектив, PD — фотодиод

чения [2]. В предлагаемой схеме решетка позволяет добиться независимости разности фаз между интерферирующими пучками от длины волны. Оптическая схема интерферометра показана на рис. 1. Параллельный пучок света падает на дифракционную решетку G . Дифрагировавший свет отражается от плоского зеркала M , установленного параллельно решетке, и вновь направляется на решетку. Нетрудно показать, что после повторной дифракции на решетке отклоненный пучок будет распространяться строго параллельно пучку нулевого порядка, испытавшему на решетке зеркальное отражение. Следовательно, в дальнем поле можно наблюдать интерференцию обоих пучков. Разность хода между пучками S_{10} дается выражением

*E-mail: lebedev@issp.ac.ru

$$S_{10} = \frac{2z}{\cos \phi} (1 + \sin \phi \sin \theta). \quad (1)$$

Угол дифракции ϕ зависит от длины волны падающего излучения λ и периода решетки h :

$$\sin \theta + \sin \phi = \frac{\lambda}{h}. \quad (2)$$

Дифференцируя (1), с учетом (2) нетрудно получить:

$$\frac{dS_{10}}{d\lambda} = \frac{2z\lambda}{h^2 \cos^3 \phi} > 0. \quad (3)$$

Найдем изменение разности фаз

$$\Phi = 2\pi \frac{S_{10}}{\lambda} = 2\pi N$$

между интерферирующими пучками, где N — порядок интерференции, при малом изменении длины волны падающего света:

$$d\Phi = 2\pi \left(-\frac{S_{10}}{\lambda^2} + \frac{1}{\lambda} \frac{dS_{10}}{d\lambda} \right) d\lambda. \quad (4)$$

Первое слагаемое в этой формуле соответствует изменению фазы волны в конце оптического промежутка фиксированной длины, как это имеет место, например, в интерферометре Майкельсона, в то время как второе обусловлено действием решетки. Заметим, что «майкельсоновский» и «решеточный» вклады имеют противоположные знаки. Если потребовать, чтобы $d\Phi = 0$ (назовем это условием постоянства фазы), то, используя уравнение дифракции на решетке (2) нетрудно получить уравнение четвертой степени относительно $x = \sin \phi$:

$$x^4 - \frac{\lambda}{h} x^3 - 2x^2 + \frac{\lambda}{h} x + \left(1 - \frac{\lambda^2}{h^2} \right) = 0. \quad (5)$$

Численное исследование этого уравнения на ЭВМ показывает, что оно имеет физические решения в некотором интервале значений параметра λ/h . Результаты расчета представлены на рис. 2, где приведены значения углов ϕ и θ , удовлетворяющие уравнению (5), в зависимости от величины λ/h . Таким образом, условие $d\Phi = 0$ действительно может быть реализовано.

Это условие означает, что разность фаз между интерферирующими пучками не будет зависеть от небольшого изменения длины волны и, следовательно, сдвиг частоты, связанный с эффектом неоднородного уширения линии, не приведет к размытию интерференционной картины. В самом деле, интерференция является, как известно, однофотонным эффектом, т. е. фотон, испущенный каким-либо из осцилляторов ансамбля, проходя через прибор,

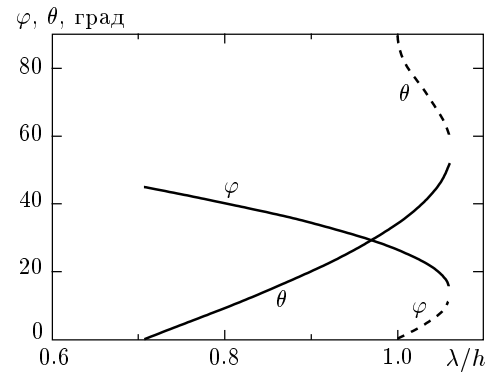


Рис. 2. Углы падения (θ) и дифракции (ϕ), при которых удовлетворяется условие постоянства фазы; h — период дифракционной решетки

интерферирует «сам с собой». Отвечающий этому фотону волновой пакет имеет несущую частоту, характерную для испустившего его осциллятора. Если бы мы направили этот волновой пакет в интерферометр Майкельсона, то в результате интерференции вероятность зарегистрировать фотон в определенной точке экрана зависела бы от разности фаз $\Delta\Phi$ для двух путей попадания в эту точку, каждый из которых отвечает своему плечу интерферометра:

$$\Delta\Phi = 2\pi \frac{S_{12}}{\lambda}. \quad (6)$$

Здесь S_{12} — разность оптических плеч интерферометра, λ — несущая длина волны волнового пакета. Для волнового пакета с другой несущей длиной волны λ' сдвиг фазы $\Delta\Phi'$ может оказаться столь велик, что в той точке экрана, где для первого волнового пакета был максимум вероятности, для второго окажется минимум. В результате усреднения по волновым пакетам, излучаемым всеми осцилляторами, интерференционная картина исчезнет.

В предлагаемом интерферометре разность хода S_{10} зависит от несущей длины волны волнового пакета. В результате этого сдвиг фазы $\Delta\Phi$ одинаков для волновых пакетов с разными несущими, поскольку увеличение длины волны приводит к пропорциональному увеличению разности хода. Другими словами, ансамбль квазимонохроматических осцилляторов со слегка различающимися центральными частотами даст интерференционную картину даже в том случае, если неоднородное уширение значительно.

Как видно из (5), расстояние z между зеркалом и решеткой не входит в условие постоянства фазы. В силу пространственной ограниченности однофотонного волнового пакета, увеличение этого расстояния

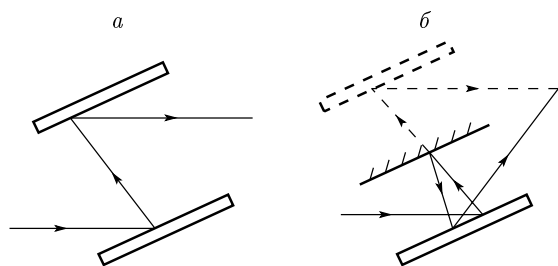


Рис. 3. *a* — Система из двух дифракционных решеток, широко используемая в лазерной технике для получения коротких импульсов света [3]. *б* — Ход дифрагировавших лучей в автокорреляционном интерферометре постоянной фазы и в эквивалентной системе из двух дифракционных решеток

приводит к исчезновению интерференции. Таким образом, изменяя z и наблюдая исчезновение интерференции, можно определить пространственную протяженность однофотонного волнового пакета и, следовательно, радиационное время жизни наблюдаемого перехода или однородную ширину спектральной линии.

Изложенные выше соображения правильно иллюстрируют основную идею, но являются сильно упрощенными в двух важных отношениях. В них не учитывается запаздывание, вносимое в дифрагировавший пучок дифракционной решеткой, и конечное разрешение решетки. Рассмотрим последовательно каждый из этих эффектов.

Дифракционная решетка, как известно, формирует дифрагировавший пучок с некоторым запаздыванием, величина которого зависит от общего числа штрихов решетки и углов падения и дифракции. Этот эффект широко используется в лазерной технике для «сжатия» (укорочения) лазерных импульсов. Система для такого «сжатия» импульса была предложена Трейси, который рассмотрел также теорию этого явления [3]. Система состоит из двух одинаковых дифракционных решеток, расположенных параллельно друг другу, и по существу очень близка к рассматриваемому нами интерферометру (см. рис. 3*a*). Главное отличие ее в том, что она не является собственно интерферометром, т. е. в ней отсутствует сложение прошедшего сигнала с каким-либо «опорным» пучком, отщепленным от основного и пришедшим в ту же точку по другому оптическому пути. В остальном ход лучей в системе Трейси такой же, как и в нашем интерферометре. Это становится очевидным, если построить мнимое изображение решетки, даваемое зеркалом (см. рис. 3*б*). В резуль-

тате все рассуждения Трейси оказываются применимыми и в нашем случае, если заменить расстояние между решетками в его схеме на удвоенное расстояние между зеркалом и решеткой $2z$.

Трейси не учитывал в своих расчетах конечное разрешение дифракционной решетки. Он показал, что из-за различия в запаздывании формирования дифрагировавшего сигнала для разных фурье-компонент падающего на решетки импульса происходит изменение формы и длительности импульса на выходе. Оказалось, что задача о «сжатии» импульса формально аналогична задаче о дифракции Френеля, если пренебречь вкладом члена $d^2\tau/d\omega^2$ по сравнению с $d\tau/d\omega$ в актуальном диапазоне изменения частоты ω , где τ — задержка, связанная с прохождением волнового пакета через систему. Оценки, выполненные в [3], показывают, что для импульса с шириной спектра $\delta\omega$ отношение вкладов в фазу от этих двух членов составляет по порядку величины $\delta\omega/\omega$, т. е. поправки действительно пренебрежимо малы. Заметим, что приведенное выше условие постоянства фазы записано в том же приближении.

Если взять за основу модель классического затухающего осциллятора с малой величиной затухания, которая традиционно используется для классического описания излучения атома, то волновой пакет можно представить как слабо затухающую гармоническую волну с более или менее крутым передним фронтом, соответствующим «включению» осциллятора. Следуя обозначениям в работе Трейси [3], запишем волновой пакет перед падением на решетку в виде:

$$B_{in}(t) = A(t) \exp[i\psi(t)] \exp[-i\omega_0 t], \quad (7)$$

где $A(t)$ — медленно меняющаяся амплитуда, $\psi(t)$ — функция, описывающая фазовую модуляцию импульса. Формула (7) описывает временное изменение сигнала в некоторой плоскости $x = 0$, параллельной волновому фронту импульса, который считается плоским. После прохождения системы из двух решеток (или эквивалентной им системы из решетки и зеркала рассматриваемого нами интерферометра) волновой фронт импульса оказывается параллельным той же плоскости, а временная зависимость оказывается следующей:

$$B_{out}(t' + \tau_0) = \left(\frac{\mu}{2\pi}\right)^{1/2} \times \\ \times \exp\left[i\left(\phi_0 - \frac{\pi}{4} - \omega_0(t' + \tau_0)\right)\right] \times$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} A \exp(i\psi) \exp \left[i \frac{\mu}{2} (t - t')^2 \right] dt. \quad (8)$$

Здесь τ_0 — задержка на несущей частоте ω_0 , связанная с прохождением волнового пакета через систему, и $\mu^{-1} = -\partial\tau/\partial\omega$.

Для несущей частоты с постоянной амплитудой

$$B_{in}(t) = A_0 \exp(-i\omega_0 t) \quad (9)$$

получим на выходе

$$B_{out}(t' + \tau_0) = A_0 \exp \left[i \left(\phi_0 - \frac{\pi}{4} - \omega_0(t' + \tau_0) \right) \right]. \quad (10)$$

Заметим, что введенная выше фаза Φ соответствует фазе несущей волны $\omega_0\tau_0$ и отличается от фазы в работе Трейси [3] отсутствием поправочного члена, учитывающего относительное запаздывание различных фурье-компонент (учет этого члена необходим при рассмотрении прохождения импульса через систему). Таким образом, сформулированное выше условие постоянства фазы $d\Phi = 0$, следует понимать именно как постоянство фазы несущей волны.

Для классического гармонического осциллятора с малым затуханием γ , пренебрегая фазовой модуляцией, положим

$$\begin{aligned} \exp(i\psi) &\equiv 1, \\ A(t) &= A_0 \theta(t - t_{on}) \exp[-\gamma(t - t_{on})], \end{aligned} \quad (11)$$

где t_{on} — момент возбуждения осциллятора. Волновой пакет на выходе принимает вид

$$\begin{aligned} B_{out}(t' + \tau_0) &= \left(\frac{\mu}{2\pi} \right)^{1/2} \times \\ &\times \exp \left[i \left(\phi_0 - \frac{\pi}{4} - \omega_0(t' + \tau_0) \right) \right] A_0 \times \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} \theta(t - t_{on}) \exp \left[-\gamma(t - t_{on}) + i \frac{\mu}{2} (t - t')^2 \right] dt. \end{aligned} \quad (12)$$

Для $\gamma = 0$ (незатухающий осциллятор) задача вычисления интеграла в (12) формально аналогична задаче о дифракции плоской волны на полуплоскости:

$$\begin{aligned} B_{out}(t' + \tau_0) &= \left(\frac{\mu}{2\pi} \right)^{1/2} \times \\ &\times \exp \left[i \left(\phi_0 - \frac{\pi}{4} - \omega_0(t' + \tau_0) \right) \right] A_0 \times \end{aligned}$$

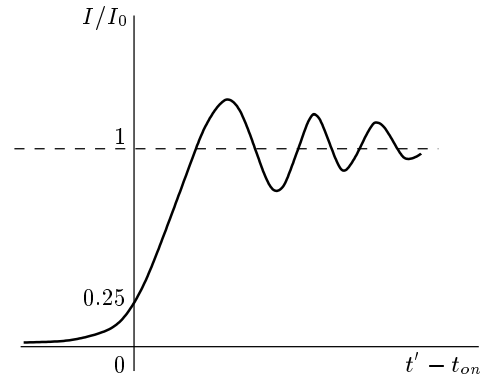


Рис. 4. Временной ход интенсивности света (огibaющей импульса) для незатухающего гармонического осциллятора, «включаемого» в момент времени t_{on}

$$\begin{aligned} &\times \int_{t_{on}}^{\infty} \exp \left[i \frac{\mu}{2} (t - t')^2 \right] dt = \\ &= \frac{A_0}{\sqrt{2}} \exp \left[i \left(\phi_0 - \frac{\pi}{4} - \omega_0(t' + \tau_0) \right) \right] \times \\ &\times \left[\frac{\exp(-i\pi/4)}{\sqrt{2}} + C \left(\sqrt{\frac{\mu}{\pi}} (t' - t_{on}) \right) + \right. \\ &\left. + iS \left(\sqrt{\frac{\mu}{\pi}} (t' - t_{on}) \right) \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь $C(x)$ и $S(x)$ — интегралы Френеля. Аналогия с дифракцией Френеля позволяет наглядно изобразить искажение волнового пакета при прохождении его через интерферометр. Временной ход интенсивности света (огibaющей импульса) в этом случае показан на рис. 4. Интенсивность света достигает максимума не при $t = t_{on}$, а с некоторой задержкой из-за запаздывания, вносимого дифракционной решеткой. На переднем фронте наблюдаются характерные затухающие осцилляции и монотонный спад сигнала в область временной «тени» $t' \leq t_{on}$.

При отличном от нуля γ взять интеграл в (12) в явном виде не удается:

$$\begin{aligned} B_{out}(t' + \tau_0) &= \left(\frac{\mu}{2\pi} \right)^{1/2} \times \\ &\times \exp \left[i \left(\phi_0 - \frac{\pi}{4} - \omega_0(t' + \tau_0) \right) \right] A_0 \times \\ &\times \exp \left[-\gamma(t' - t_{on}) + i \frac{\gamma^2}{2\mu} \right] J(t' - t_{on}, \gamma, \mu). \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь мы ввели обозначение

$$J(t' - t_{on}, \gamma, \mu) = \int_{-(t' - t_{on})}^{\infty} \exp \left[i \frac{\mu}{2} \left(z + \frac{\gamma}{\mu} i \right)^2 \right] dz. \quad (15)$$

Если считать, что установленный на выходе интерферометра фотоприемник реагирует на интегральный по времени сигнал, то его отклик P будет определяться интегралом квадрата модуля суммарной амплитуды:

$$P = \int_{-\infty}^{\infty} |B_{in}(t'' + \tau_0) + B_{out}(t'')|^2 dt'' = \int_{-\infty}^{\infty} |B_{in}(t'' + \tau_0)|^2 dt'' + \int_{-\infty}^{\infty} |B_{out}(t'')|^2 dt'' + \int_{-\infty}^{\infty} 2 \operatorname{Re} [B_{in}^*(t'' + \tau_0) B_{out}(t'')] dt''. \quad (16)$$

Интерференционное слагаемое в (16) имеет вид

$$\int_{-\infty}^{\infty} 2 \operatorname{Re} [B_{in}^*(t'' + \tau_0) B_{out}(t'')] dt'' = |A_0|^2 \left(\frac{\mu}{2\pi} \right)^{1/2} \times 2 \operatorname{Re} \left\{ \exp \left[i \left(\phi_0 - \frac{\pi}{4} + \frac{\gamma^2}{2\mu} + \omega_0 \tau_0 \right) \right] \times \int_{t_{on} - \tau_0}^{\infty} \exp [-\gamma (2(t'' - t_{on}) + \tau_0)] \times J(t'' - \tau_0 - t_{on}, \gamma, \mu) dt'' \right\}. \quad (17)$$

Чтобы получить сигнал W от ансамбля осцилляторов, необходимо провести усреднение по несущей частоте ω_0 с функцией распределения $f(\omega_0)$:

$$\int_0^{\infty} f(\omega_0) d\omega_0 = 1, \quad (18)$$

$$W = \int_0^{\infty} P(\omega_0) f(\omega_0) d\omega_0.$$

Существенно, что фаза несущей волны $\omega_0 \tau_0$ в случае выполнения условия постоянства фазы не зависит от ω_0 , в результате фазовый множитель может

быть вынесен из под интеграла в (18). Это означает, что «размытия» интерференционной картины из-за неоднородного уширения происходить не будет. Изменение видности (спектральной световой эффективности) интерференционной картины при изменении расстояния между зеркалом и решеткой будет определяться интегралами (17) и (18). Измеряя видность картины экспериментально, можно получить параметры, от которых эти интегралы зависят, и прежде всего однородную ширину линии γ .

Рассмотрим теперь влияние конечной разрешающей силы решетки. Ясно, что для волнового пакета со спектральной шириной $\delta\omega$ (в длинах волн — $\delta\lambda$), меньшей, чем минимальный разрешаемый решеткой спектральный интервал $\Delta\omega$ (в длинах волн — $\Delta\lambda$), решетка будет работать просто как зеркало (с дополнительной временной задержкой) и наш интерферометр будет аналогичен интерферометру Майкельсона. При наличии неоднородного уширения, превышающего по величине $\Delta\omega$, различные волновые пакеты будут направляться решеткой по различным путям и давать в итоге одну и ту же интерференционную картину на экране. Исчезновение интерференционной картины будет определяться при этом величиной минимального разрешаемого решеткой интервала длин волн $\Delta\lambda$. Для волновых пакетов, несущие длины волн которых различаются на величину не превышающую $\Delta\lambda$, при вычислении разности фаз по формуле (4) следует сохранять только первый член, поскольку изменения оптического пути, связанного с действием решетки, для них не происходит. Если принять в качестве условия исчезновения интерференционной картины $\Delta\Phi = -\pi$, то

$$\Delta\Phi = -2\pi \frac{S_{10}}{\lambda^2} \Delta\lambda = -2\pi \frac{N}{R} = -\pi \quad \text{или} \quad R = 2N, \quad (19)$$

где $R = \lambda/\Delta\lambda$ — разрешающая сила решетки. Другими словами, исчезновение интерференционной картины при увеличении расстояния между зеркалом и решеткой произойдет, когда «разрешающая сила интерферометра Майкельсона» $2N$ достигнет значения разрешающей силы решетки R . Запишем порядок интерференции N , используя (1):

$$R = 2 \frac{S_{10}}{\lambda} = \frac{4z}{\lambda \cos \phi} (1 + \sin \phi \sin \theta). \quad (20)$$

Соотношение (20) ясно показывает, что с увеличением разрешающей силы решетки будет происходить пропорциональное увеличение расстояния z , при котором перестает наблюдаться интерференционная картина. Если последовательно повышать разрешающую силу решетки (например, путем замены ре-

шетки на новую с большим числом штрихов), то расстояние z будет увеличиваться до тех пор, пока не окажется, что $\Delta\lambda = \delta\lambda$. Это условие является условием равенства однородной ширины линии излучения и минимально разрешаемого решеткой интервала длин волн. При дальнейшем увеличении разрешающей силы, разные фурье-компоненты каждого волнового пакета будут распространяться по различным путям и будет происходить искажение волнового пакета, как было описано выше, т. е. решетка будет вести себя как идеальная.

Оценим пространственные размеры волнового пакета для случая слабо затухающего классического осциллятора. Поскольку фазовая модуляция для такого осциллятора невелика, имеем

$$T\delta\omega \approx 1, \quad (21)$$

где T — длительность волнового пакета. Определим пространственный размер волнового пакета L как

$$L = cT = \frac{c}{\delta\omega}. \quad (22)$$

Сравним этот размер с оптической разностью хода в нашем интерферометре S_{10}^* , при которой разрешаемый решеткой частотный интервал сравнивается со спектральной шириной волнового пакета, $\Delta\omega = \delta\omega$:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{\omega}{\Delta\omega} = \frac{\omega}{\delta\omega} = \frac{2S_{10}^*}{\lambda} \rightarrow L = \frac{S_{10}^*}{\pi}. \quad (23)$$

Таким образом, L и S_{10}^* оказываются величинами одного порядка. В грубом приближении можно считать, что при превышении разности хода S_{10}^* интерференционная картина исчезает из-за отсутствия перекрытия волновых пакетов, пришедших из разных плеч интерферометра. Для нахождения конкретного закона уменьшения видности интерференционной картины в зависимости от расстояния z между решеткой и зеркалом необходим детальный расчет и знание формы волнового пакета. После достижения решеткой спектрального разрешения, достаточного для разделения единичного волнового пакета на составляющие его фурье-компоненты, будет происходить фактически его автокорреляционный анализ, так что, выполнив соответствующие эксперименты, можно надеяться решить и обратную задачу — восстановить исходную форму однофотонного волнового пакета.

Представляет интерес оценить, автокорреляционный анализ каких волновых пакетов можно провести с решеткой данной разрешающей силы. Из соотношения (23) следует, что $L \leq R\lambda/2\pi$. Используя решетки больших размеров, можно получить

$R = 200000$, что соответствует $L \leq 1.6$ см для длины волны 0.5 мкм. Отвечающее этому расстоянию излучательное время жизни $T \approx 50$ пс будет верхней границей излучательных времен жизни, доступных для измерения с данной решеткой. Заметим, что времена, представляющие интерес в полупроводниках, обычно значительно короче.

Итак, реализация максимальной разрешающей силы решетки представляется в предлагаемой схеме интерферометра очень важной. Рассмотренный выше (см. рис. 1) вариант интерферометра, чрезвычайно удобный для иллюстрации основных принципов, оказывается с этой точки зрения малоэффективным. В самом деле, дифрагировавшее на решетке и отраженное зеркалом излучение возвращается на решетку, пройдя конечное, не очень большое расстояние. В результате эффективно используется не вся решетка, а только штрихи, попадающие в первую зону Френеля, размер которой равен по порядку величины $(2\lambda z)^{1/2}$.

Для экспериментальной проверки приведенных соображений интерферометр, собранный по схеме рис. 1, помещался под герметичный колпак, из которого форвакуумным насосом откачивался воздух. Давление воздуха под колпаком контролировалось ртутным манометром. На решетку с 2400 штрихов на мм направлялся луч гелий-неонового лазера, работавшего в ТЕМ00 моде, предварительно отколмированный с помощью телескопа до расходимости 10^{-4} рад. Выходящий из интерферометра свет собирался длиннофокусным объективом ($f = 210$ мм) и регистрировался расположенным в его фокальной плоскости фотодиодом. Под колпак через небольшое отверстие медленно напускался воздух. При этом фотодиод регистрировал периодические изменения интенсивности света, связанные с зависимостью показателя преломления воздуха от давления под колпаком. Изменение показателя преломления воздуха при увеличении давления от 20 до 660 мм. рт. ст. изменяло длину волны приблизительно на 1.6 Å. Число прошедших максимумов интерференции в случае идеальной решетки с бесконечно большой разрешающей силой определяется выражением:

$$\begin{aligned} \Delta N &= \Delta \left(\frac{S_{10}}{\lambda_0} n_a \right) = \left(\frac{S_{10}}{\lambda_0} + \frac{n_a}{\lambda_0} \frac{dS_{10}}{d\lambda} \frac{d\lambda}{dn_a} \right) \Delta n_a = \\ &= \left(\frac{S_{10}}{\lambda_0} - \frac{2z\lambda_0}{h^2 \cos^3 \phi n_a^2} \right) \Delta n_a, \quad (24) \end{aligned}$$

где λ_0 — длина волны гелий-неонового лазера в вакууме, n_a — показатель преломления воздуха ($n_a \approx 1.0003$ при нормальном давлении). Видно,

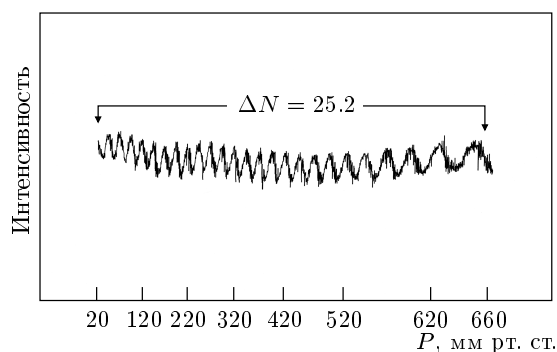


Рис. 5. Интенсивность света на выходе интерферометра, собранного по схеме рис. 1 и помещенного под откачиваемый колпак, в зависимости от давления воздуха под колпаком, $z = 19$ мм, $\theta = 75^\circ$

что оно должно быть меньше числа максимумов, прошедших в аналогичной ситуации в интерферометре Майкельсона, для которого в формуле (24) имеется только первый член. Экспериментальная кривая, показанная на рис. 5, действительно демонстрирует уменьшение числа прошедших максимумов, связанное с действием решетки. В приведенном на рис. 5 интервале изменения давления должно бы наблюдаться 27.9 интерференционных порядков, в то время как экспериментальная кривая содержит только 25.2 порядков. Контрольные измерения с интерферометром Майкельсона дали прекрасное совпадение теории и эксперимента. Эксперименты с решеткой меньшей разрешающей силы (1200 штрихов на мм) показали, что отличие от интерферометра Майкельсона (с той же оптической разностью хода) уменьшилось до 0.6 интерференционного порядка. Заметим, что неоптимальное использование разрешающей силы решетки приводит к значительному (более чем на порядок) уменьшению наблюдаемого эффекта по сравнению со случаем бесконечно большого разрешения, отвечающего формуле (24).

Для практических измерений можно предложить усовершенствованный вариант интерферометра, в котором полностью используется разрешающая сила дифракционной решетки и имеется возможность изменения разности хода между интерферирующими пучками в широких пределах. Схема такого интерферометра показана на рис. 6. Свет, как и в интерферометре Майкельсона, разделяется полупрозрачной пластинкой на два плеча, каждое из которых содержит систему из двух параллельных дифракционных решеток. Расположенная между решетками афокальная оптическая система с единичным угловым увеличением обеспечивает

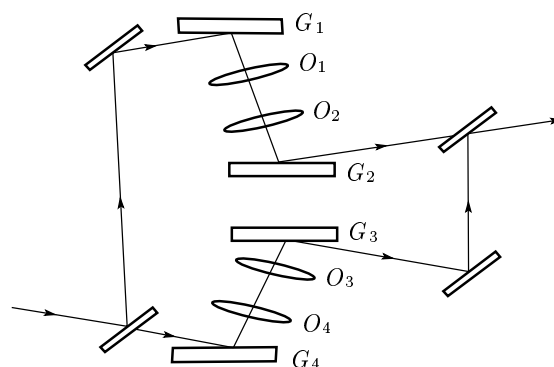


Рис. 6. Улучшенная схема автокорреляционного интерферометра постоянной фазы, позволяющая полностью использовать разрешающую силу решеток и варьировать разность плеч в широких пределах

работу решеток в параллельных пучках лучей, благодаря чему можно реализовать максимально возможную разрешающую силу решеток (важно, чтобы минимальный разрешаемый решетками спектральный интервал был меньше однородной ширины изучаемой спектральной линии). Независимое изменение длины плеч интерферометра позволяет измерять видность интерференционной картины в широком интервале разностей хода лучей.

Автор глубоко признателен Г. Б. Лесовику, многочисленным обсуждениям с которым помогли четко сформулировать проблему. Он также считает своим приятным долгом поблагодарить В. Д. Кулаковско-го за постоянную поддержку, Д. Л. Алова за предоставленную возможность выполнить эксперименты на голографическом столе и Е. В. Лебедеву за помощь в расчетах на ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Р. Шен, *Принципы нелинейной оптики*, Наука, Москва (1989).
2. Л. А. Васильев, И. В. Ершов, *Интерферометр с дифракционной решеткой*, Машиностроение, Москва, (1976).
3. E. V. Treacy, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-5**, 454 (1969).