

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ  
И ОТДЕЛЕНИЯ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ АКАДЕМИИ НАУК СССР**

**(25—26 апреля 1984 г.)**

25 и 26 апреля 1984 г. в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР состоялась совместная научная сессия Отделения общей физики и астрономии и Отделения ядерной физики АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

*25 апреля*

1. Д. Н. К л ы ш к о, А. Н. П е н и н. Квантовая фотометрия с помощью параметрического рассеяния света.

2. В. С. Д н е п р о в с к и й. Оптическая бистабильность в полупроводниках.

3. Х. С. Ба г д а с а р о в, В. Б. Б р а г и н с к и й, В. И. П а н о в, В. С. И л ь ч е н к о. Аномально малая диссипация электромагнитных волн в совершенных монокристаллах-диэлектриках.

26 апреля

4. В. Е. Щ е р б и н и н. Магнитные, магнитоупругие и электромагнитоакустические методы неразрушающего контроля.

5. А. А. С а м о х в а л о в, В. В. О с и п о в. Электрон-магнитное взаимодействие в магнитных полупроводниках.

6. И. О. К у л и к. Сверхпроводимость узкозонных металлов и полупроводников и модель сверхпроводящего стекла.

Краткое содержание пяти докладов публикуется ниже.

535.247.4(048)

Д. Н. Клышко, А. Н. Пенин. Квантовая фотометрия с помощью параметрического рассеяния света. Частотно-пространственные спектры трехфотонного параметрического рассеяния света несут в себе обширную информацию о свойствах рассеивающей среды. Развитый на основе параметрического рассеяния света (ПР) метод спектроскопии пьезоэлектриков позволяет определять дисперсию и величину диэлектрической проницаемости и квадратичной восприимчивости в широком спектральном диапазоне от десятых долей до сотен микрон. По спектрам ПР определяются частоты и константы затухания собственных колебаний кристаллической решетки, характеризующие их резонансные вклады в линейную, квадратичную и кубическую поляризуемости.

Еще одной важной областью применения ПР является фотометрия. Свойства излучения, возникающего в процессе спонтанного параметрического рассеяния света, позволяют создать методы измерения квантовой эффективности фотоприемников и яркости электромагнитного излучения, т. е. решить две основные задачи фотометрии. При этом методы, использующие параметрическое рассеяние, не требуют использования каких-либо эталонных приемников и источников излучения и являются в этом смысле абсолютными. А поскольку в основе их лежит квантовая природа излучения, можно говорить о разработке методов абсолютной квантовой фотометрии.

Возникающее при спонтанном параметрическом рассеянии света излучение представляет собой поток пар фотонов. Фотоны одной пары характеризуются сверхклассической группировкой в пространстве и во времени. Временная или продольная группировка означает, что разница моментов пролета фотонов одной пары (бифотонов) через плоскость, перпендикулярную направлению распространения накачки (падающего на среду возбуждающего излучения), не превышает  $10^{-11} \dots 10^{-12}$  с. Пространственная или поперечная группировка означает, что положение областей локализации каждого из фотонов одной пары в указанной плоскости может быть определено с точностью до 0,01 см, а площадь области локализации имеет величину порядка 0,0001 см<sup>2</sup>. Такие пары жестко коррелированных фотонов назовем бифотонами.

Процедура измерения квантовой эффективности заключается в следующем. Если имеется два фотоприемника, работающих в режиме счета фотонов (характеризуемых квантовой эффективностью  $\eta_1$  и  $\eta_2$  соответственно), то число импульсов фототока (здесь и ниже — скорость счета, число импульсов в единицу времени) на выходах фотоприемников при регистрации ими фотонов, принадлежащих одной паре, и каждым приемником — своей «половина» бифотона, будет соответственно равно  $M_1 = \eta_1 N$  и  $M_2 = \eta_2 N$ . Здесь  $N$  — интенсивность потока бифотонов. А число импульсов, генерируемых схемой совпадений при одновременном поступлении на ее входы импульсов

с фотоприемников, определится выражением  $M_c = \eta_1 \eta_2 N$ . Отсюда следует, что квантовая эффективность фотоприемников может быть определена на основе измерения трех цифр ( $\eta_1 = M_c/M_2$ ,  $\eta_2 = M_c/M_1$ ) и параметры установки на результаты измерения не влияют.

При измерении чувствительности фотоприемников, работающих в аналоговом режиме, процедура измерения включает в себя перемножение токов в их нагрузках и выделение частотной составляющей, соответствующей средней частоте прихода бифотонов.

Пространственная группировка фотонов позволяет проводить и калибровку электронно-оптических преобразователей (ЭОПов). В этом случае на экран ЭОПа проецируется изображение тонкого (порядка 0,1 ... 1 мм) слоя рассеивающей среды и ведется подсчет числа двойных, расположенных на расстоянии меньше фиксированного, и одинарных вспышек люминофора. Соотношение этих двух чисел определяет эффективность прибора.

Отметим, что во всех описанных случаях на приемники понадало излучение с шириной спектра порядка  $10 \text{ см}^{-1}$ .

Решение второй задачи фотометрии — измерение яркости электромагнитного излучения — основано на том, что интенсивность рассеянного излучения при спонтанном параметрическом рассеянии кроме параметров рассеивающей среды и интенсивности накачки определяется и величиной нулевых флуктуаций электромагнитного вакуума. Действие нулевых флуктуаций в процессе параметрического рассеяния эквивалентно действию поля с яркостью один фотон в каждой моде вне зависимости от частоты и направления. Поэтому спонтанное параметрическое рассеяние света можно трактовать как параметрическое преобразование нулевых флуктуаций. Процесс измерения яркости заключается в сравнении числа фотонов, появляющихся в моде поля на выходе из среды  $N_1$  в случае, когда в процесс преобразования вовлекаются только нулевые флуктуации  $N_1 = F_{12}$  ( $F_{12} = 4\pi^2 \omega_2 \omega_1 c^{-2} (\hat{\chi})^2 E_L^2 l^2$  — коэффициент параметрического преобразования,  $\omega_2$  — частота измеряемого излучения,  $\omega_1$  — частота регистрируемого на выходе из среды излучения,  $\hat{\chi}$  — квадратичная восприимчивость среды,  $E_L^2$  — интенсивность накачки,  $l$  — толщина рассеивающего слоя). Обычно  $F_{12} \approx 10^{-8}$  и в случае, когда кроме нулевых флуктуаций в процессе принимают участие фотоны измеряемого излучения с яркостью  $N_2$  фотонов в моде поля с частотой  $\omega_2 = \omega_L - \omega_1$  на входе в среду,  $N_1' = F_{12}(1 + N_2)$ . Тогда яркость измеряемого излучения определяется выражением  $N_2 = (N_1'/N_1) - 1$  и параметры среды не оказывают влияния на результат. Переход от абсолютной яркости в фотонах в моде поля к яркости в энергетических единицах осуществляется через яркость нулевых флуктуаций 1 фотон/моду =  $B_L = \pi \hbar c^2 / \lambda^5$ , где  $\lambda$  — длина волны измеряемого излучения.

Отметим, что описанный метод имеет наилучшие показатели при измерении потоков излучения с высокой яркостью, эквивалентной яркости излучения, создаваемой черным телом с температурой в пределах  $10^3 \dots 10^6 \text{ К}$ . Спектральный диапазон измерений может простираться в область десятков микрометров и ограничивается только полосой поглощения рассеивающей среды.

В заключение отметим, что абсолютность предложенных методов фотометрии и независимость результатов от параметров установок позволяют в принципе создать на их основе новый класс фотометрических эталонов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Клышко Д. Н. Фотоны и нелинейная оптика. — М.: Наука, 1980; Квант. электрон., 1977, т. 4, с. 1056; 1980, т. 7, с. 1932.
2. Китаева Г. Х., Пенци А. Н., Фадеев В. В., Янайт Ю. А. — ДАН СССР, 1979, т. 247, с. 586.
3. Власенко М. Ф., Китаева Г. Х., Пенци А. Н. — Квант. электрон., 1980, т. 7, с. 441.

4. Малыгин А. А., Пенин А. Н., Сергиенко А. В. — Ibid., 1981, т. 8, с. 1563; Письма ЖЭТФ, 1981, т. 33, с. 493; ДАН СССР, 1984.
5. Клышко Д. Н. — ЖЭТФ, 1982, т. 83, с. 1313.
6. Клышко Д. Н., Малыгин А. А., Пенин А. Н. — В кн.: Труды VII Вавиловской конференции «Нелинейная оптика». — Новосибирск: СО АН СССР, 1981. — Т. 1, с. 206.