

жаты компоненты с такими частотами, что $\omega_1 + \omega_2 = \omega_4 - \omega_3 = \omega_{21} = (\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1)/\hbar$, то возбуждение уровня $|2\rangle$ происходит как за счёт двухфотонного поглощения квантов с частотами ω_1 и ω_2 , так и за счёт комбинац. взаимодействия излучений на частотах ω_3 и ω_4 . Аналогично, при генерации третьей гармоники в условиях трёхфотонного резонанса ($\omega_3 = 3\omega_1 = \omega_{21}$) наряду с трёхфотонным поглощением излучения с частотой ω_1 присутствует также однофотонное поглощение квантов гармоник (ω_3), возбуждающее уровень $|2\rangle$. В этих и подобных случаях полная вероятность перехода между состояниями $|1\rangle$ и $|2\rangle$ W_{12} определяется суммой амплитуд вероятностей перехода по каждому из каналов $f_{12}^{(i)}$, т. е. $W_{12} = |\sum_i f_{12}^{(i)}|^2$ и, следовательно, зависит от соотношения фаз между этими каналами. При этом возможно интерференционное усиление или ослабление (вплоть до полного подавления) всех одновременно действующих М. п. на этом переходе, а также сопутствующих им процессов, стартующих с уровня $|2\rangle$ (см. *Проявления эффекта*).

Отношение вероятности М. п. с участием m фотонов к вероятности М. п. с участием $(m-1)$ фотонов W_{m-1} при отсутствии промежуточных резонансов по порядку величины равно $(E/E_{ат})^2$, где E — амплитуда напряжённости электр. поля излучения, $E_{ат}$ — ср. напряжённость внутриатомного электр. поля ($E_{ат} \approx 10^8 - 10^9$ В/см). При $E \ll E_{ат}$ с увеличением числа фотонов, участвующих в элементарном акте, вероятность М. п. резко снижается. Поэтому до появления лазеров кроме однофотонных наблюдались лишь двухфотонные процессы при рассеянии света: рассеяние Манделштама — Бриллюана, комбинационное рассеяние света и т. п. Высокие интенсивности излучения, получаемые с помощью лазеров, позволяют наблюдать М. п. вплоть до $m \geq 10$.

При больших интенсивностях излучения М. п., возможные в данном веществе, в значит. мере определяют оптич. свойства этого вещества. Так, при достаточно высокой интенсивности падающего лазерного излучения прозрачные вещества могут стать непрозрачными за счёт процессов многофотонного поглощения. М. п. составляют физ. основу широкого круга нелинейных оптич. явлений. На их наблюдении часто базируется большинство методов *нелинейной спектроскопии*.

Лит.: Бонч-Бруевич А. М., Ходовой В. А., Многофотонные процессы, «УФН», 1965, т. 85, в. 1; Лоудон Р., Квантовая теория света, пер. с англ., М., 1976; Панаевич П. А., Основы теории взаимодействия света с веществом, Минск, 1977; Делоне Н. В., Крайнов В. П., Атом в сильном световом поле, 2 изд., М., 1984; Драбович К. Н. и др., Интерференционные эффекты в нелинейных резонансных процессах, «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1989, т. 53, в. 4, с. 782. К. Н. Драбович.

МНОГОФОТОННЫЙ ФОТОЭФФЕКТ — термин, объединяющий ряд *фотоэлектрических явлений*, при к-рых изменение электропроводности, возникновение эдс или эмиссия электронов происходят вследствие поглощения электроном вещества (т. е. в связанном состоянии) двух или более фотонов в одном элементарном акте. Практически все разновидности *фотоэффекта* (внутренний, вентильный, внешний) имеют свой «многофотонный вариант», отличающийся тем, что электроны вещества приобретают необходимую энергию в процессе *многофотонного поглощения*, в то время как при «обычном» фотоэффекте требуемое возбуждение электронов достигается за счёт однофотонного поглощения. Это обстоятельство обуславливает гл. особенности М. ф.: 1) М. ф. наблюдается при достаточно высоких интенсивностях I падающего излучения, достижимых лишь с помощью лазеров; 2) величина фотоотклика вещества (фотоэдс, фототок) при М. ф. пропорциональна I^m , где m — порядок фотоэффекта, т. е. число фотонов, поглощаемых в одном акте; 3) зависимость М. ф. от частоты излучения отражает спектральные характеристики многофотонного поглощения.

Наиб. часто термин «М. ф.» употребляется по отношению к многофотонному внеш. фотоэффекту — многофотонной ионизации атомов и молекул в газах и многофотонной эмиссии электронов из конденсиров. сред. В этом случае энергия m поглощаемых фотонов ($m\hbar\omega$) затрачивается на преодоление энергии связи электрона в атоме или *работы выхода* электрона из вещества в вакуум или др. вещество.

В результате М. ф. при высоких интенсивностях излучения исчезает т. н. красная граница фотоэффекта: если энергии одного фотона $\hbar\omega$ недостаточно для преодоления работы выхода A , то эмиссия электронов может происходить за счёт m -фотонного поглощения.

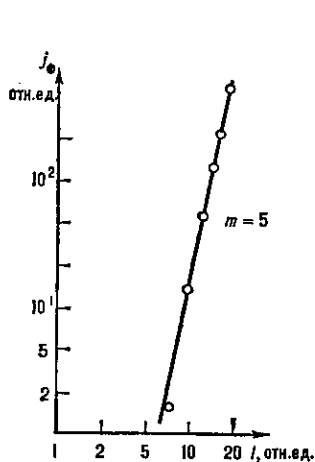


Рис. 1. Пятифотонная фотоэмиссия из золота под действием пикосекундных импульсов неодимового лазера.

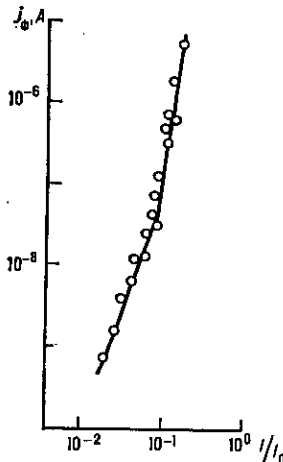


Рис. 2. Фототок под действием наносекундных импульсов рубинового лазера (наход из золота), $I_0 = 14$ МВт/см².

Фототок j_{ϕ} при m -фотонной эмиссии электронов $j_{\phi} = \eta_m I^m$ (рис. 1), где η_m — константа, определяемая структурой вещества, частотой и поляризацией излучения. Соответственно квантовый выход М. ф. пропорционален I^{m-1} , т. е. в отличие от однофотонной эмиссии зависит от интенсивности света.

Для поверхностного М. ф. в металлах характерна также более резкая зависимость фототока: $j_{\phi} \sim \sin^{2m}\theta \sin^{2m}\varphi$, где θ — угол падения, φ — угол между вектором напряжённости электр. поля сетевой волны и плоскостью падения (см. *Металлооптика*).

Так как М. ф. может быть только при высоких интенсивностях падающего излучения, то его наблюдение в «чистом виде» возможно лишь при специально выбранных условиях эксперимента, исключающих влияние маскирующих факторов. Основным таким фактором, напр. в случае многофотонной фотоэмиссии, является термоэлектронная эмиссия, обусловленная нагревом вещества под действием интенсивного светового излучения. На рис. 2 перегиб в зависимости фототока от интенсивности излучения объясняется тем, что осн. вклад при $I < 1$ МВт/см² даёт фототок трёхфотонной эмиссии, а при $I > 1$ МВт/см² — термоэмиссионный ток.

Для исключения маскирующих эффектов при М. ф. используются импульсы света пико- и фемтосекундной длительности.

Лит.: Рэди Дж., Действие мощного лазерного излучения, пер. с англ., М., 1974; Анисимов С. И., Бендерский В. А., Фарнаш Д., Нелинейный фотоэлектрический эффект в металлах под действием лазерного излучения, «УФН», 1977, т. 122, с. 185. К. Н. Драбович.

МНОЖЕСТВЕННОСТЬ — число вторичных адронов (n), рождённых в одном акте взаимодействия частиц высоких энергий. При определ. энергии первичных частиц М. сильно варьирует. Напр., при полной энергии в системе центра инерции (с. ц. и.) $\sqrt{s} = 540$ ГэВ (ус-