

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ПОЛЕЙ С ЧАСТОТАМИ ω И 2ω ПРИ ВНЕШНЕМ ФОТОЭФФЕКТЕ

Б.Я. Зельдович, А.Н. Чудинов

Обнаружен предсказанный ранее эффект интерференции амплитуд однофотонного и двухфотонного фотоэффектов при одновременном освещении катода ФЭУ излучением импульсного неодимового лазера и его второй гармоники. Выявлена специфическая полярная асимметрия интерференционного члена в фототоке.

В работе ¹ была предсказана полярная асимметрия вероятности фотоионизации при воздействии на среду полей с отличным от нуля средним кубом, $\langle E^3 \rangle \neq 0$. Если освещать среду излучением лазера $E_L \exp(-i\omega_1 t)$, вызывающим двухфотонную ионизацию, и излучением его 2-й гармоники $2\omega_1$, приводящим к однофотонной ионизации, то квантовая амплитуда процесса есть сумма вида $C_{\text{иониз}} = a_2 E_1^2 e^{-2i\omega_1 t} + a_1 E_2 e^{-i\omega_1 t}$, так что вероятность процесса содержит три слагаемых: $|a_2|^2 |E_1|^4$, $|a_1|^2 |E_2|^2$ и интересующий нас интерференционный член $\text{Re}(a_2 a_1^* E_1^2 E_2^*)$. По своей тензорной природе этот член меняет знак при инверсии системы координат, так что возникает асимметричная компонента в фототоке, например, вида

$$j \propto \text{Re}[e^{i\gamma} (E_2 E_1^*) E_1^*]. \quad (1)$$

Для обнаружения предсказанного эффекта была использована установка (см. рис. 1) на основе импульсного неодимового YAG-лазера типа "ЭКСМА". Излучение с единственной поперечной модой имело длительность одиночного импульса $\tau_{\text{и}} \sim 27$ пс. Оно частично преобразовывалось во 2-ю гармонику кристаллом KDP. После прохождения призмы Глана и плоскопараллельной пластинки пучки испытывали френелевское отражение от стеклянного клина и без фокусировки попадали на фотокатод ФЭУ-127. Красная граница фотоэффекта сурьмяно-циевого катода ФЭУ-127 отвечает длине волны 0,6 мкм, так что излучение лазера с $\lambda_1 = 1,06$ мкм должно было вызывать лишь двухфотонный эффект, а для второй гармоники $\lambda_2 = 0,53$ мкм – однофотонный. Предварительно был проверен двухфотонный характер фотоэффекта при освещении одной только волной λ_1 . Экспериментальная зависимость фототока от I_1 оказалась квадратичной в большом диапазоне интенсивностей I_1 . При значении I_1 выше некоторого режим резко менялся: фототок насыщался, а фотокатод начинал разрушаться. Отметим, что для повышения точности измерений величина I_1^2 в этих контрольных экспериментах регистрировалась по сигналу 2-й гармоники, получаемой в отдельном кристалле LiNbO_3 .

Измерения проводились при значениях интенсивности I_1 , отвечающих ненасыщенной I_1^2 -зависимости фототока. Коэффициент преобразования во 2-ю гармонику в KDP подбирался таким, чтобы сигнал однофотонного фототока, пропорциональный I_2 , примерно совпадал по величине с сигналом $\propto I_1^2$.

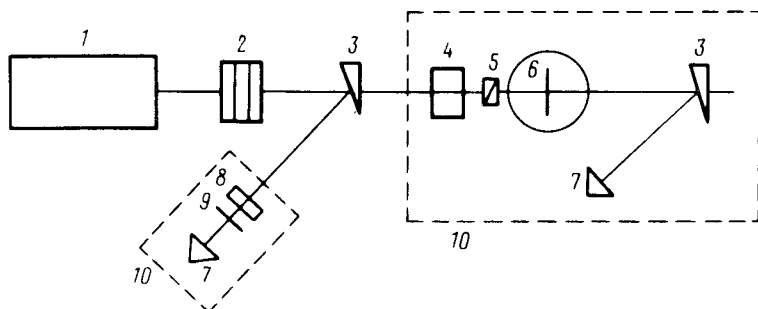


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 – пикосекундный YAG-лазер "ЭКСМА"; 2 – кювета с водным раствором CuSO_4 ; 3 – стеклянный клин; 4 – кристалл KDP; 5 – призма Глана; 6 – фазосдвигающая плоскопараллельная стеклянная пластинка на поворотном столике; 7 – ФЭУ-127; 8 – кристалл LiNbO_3 ; 9 – фильтр СЗС-21; 10 – затемненный ящик

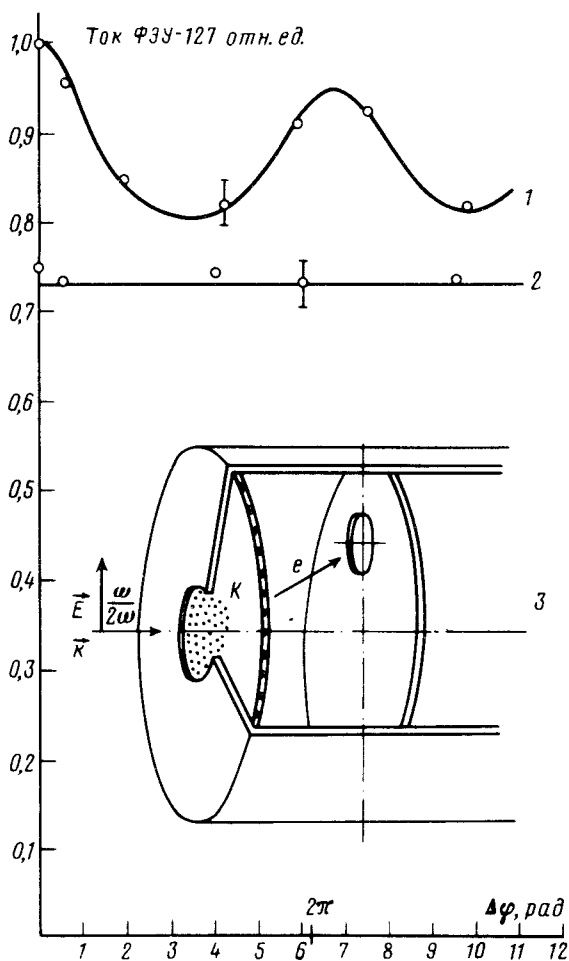


Рис. 2. Экспериментальная зависимость тока ФЭУ от величины $\Delta\varphi$: 1 – поляризации ω и 2ω направлены на дырку, как на 3; 2 – поляризации ω и 2ω перпендикулярны дырке

Для наблюдения интерференции разность фаз $\Delta\varphi = \varphi_2 - 2\Delta\varphi_1$ изменялась поворотом плоскопараллельной стеклянной пластинки толщиной $d = 1,4$ мм на угол θ , так что $\Delta\varphi \approx [n(2\omega_1) - n(\omega_1)]d\theta^2$, где n – показатель преломления. Зависимость $\Delta\varphi$ от θ была прокалибрована экспериментально в схеме, где пластинка устанавливалась между двумя нелинейными кристаллами, генерирующими 2-ю гармонику. Чтобы не испортить согласование волновых фронтов интерферирующих пучков, мы избегали их фокусировки и пропускания через диспергирующие клинья.

На рис. 2 приведена зависимость фототока в относительных единицах от разности фаз $\Delta\varphi$. Полярная асимметрия была заложена в конструкции ФЭУ-127. Свет падал нормально к поверхности фотокатода. Точки верхней кривой, где явно видна интерференция, отвечают линейной поляризации обеих волн в направлении на дырку. Относительная амплитуда a интерференционного слагаемого, $I = I_0[1 + a\cos(\Delta\varphi + \alpha)]$, составила $a = 0,1 \pm 0,03$.

Точки нижней кривой отвечали линейным поляризациям обеих волн, поперечным к направлению на дырку. С экспериментальной точностью в этом случае интерференции не было.

Отметим, что у нас не было возможности определить абсолютную фазу α интерференционного члена, отнесенную собственно к фотокатоду (его толщина составляла $\sim 0,03$ мкм), так как на пути к нему находилось стеклянное окно ФЭУ толщиной ~ 1 мм, вносящее неизвестный нам сдвиг фаз.

Таким образом, в настоящей работе обнаружена полярная асимметрия фотоионизации полем с $\langle E^3 \rangle \neq 0$, возникающая в результате интерференции однофотонного и двухфотонного переходов. Такая асимметрия может давать вклад в эффект записи голограмм квадратичной оптической поляризуемости, который в последнее время был обнаружен в волоконных световодах, см. ² и обсуждение в ^{1,3}.

Авторы благодарят Н.Б.Баранову, совместно с которой было сделано предсказание эффекта, за ценные обсуждения.

Литература

1. Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я. Письма в ЖЭТФ, 1987, 45, 562.
2. Österberg U., Margulis W. Opt.Lett., 1986, 11, 516.
3. Stolen R.H., Tom H. Opt.Lett., 1987, 12, 585.