

## О БЕЗЫНЕРЦИОННОМ СВЕЧЕНИИ МЕТАЛЛОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ КОГЕРЕНТНОГО ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*М.Б.Агранат, А.А.Бендицкий, Г.М.Гандельман,  
А.Г.Дзвятксов, П.С.Кондратенко, Б.И.Махшанцев,  
Г.И.Рукман, Б.М.Степанов*

Теоретически и экспериментально впервые показано, что при определенных условиях свечение, возникающее на поверхности металла при воздействии инфракрасных ультракоротких лазерных импульсов, связано с нагревом электронного газа и безынерционно следует за формой лазерного импульса.

Как было показано в работе [1], при воздействии ультракоротких лазерных импульсов на металлы при определенных условиях температура электронной подсистемы "отрывается" от температуры ионной подсистемы и следует безынерционно за формой лазерного импульса. При достаточно высокой интенсивности лазерного импульса электронная температура  $T_e$  имеет величину от одной до нескольких тысяч градусов. Поэтому здесь, наряду с обсуждаемыми в [1] явлениями термо- и фотоэмиссии электронов, должно также иметь место температурное свечение электронного газа металла. При этом заметная доля излучения будет приходиться на видимую область спектра. Очевидно, что свечение будет безынерционно следовать за формой лазерного импульса, если безынерционна величина  $T_e$ .

Произведем оценку области параметров, при которых электронная температура  $T_e$  – безынерционна, и оценим ее величину. При этом уточним результат работы [1], а именно, учтем зависимость от  $T_e$  электронной теплопроводности  $\chi = \chi_0 (T_e / T_i)$ , которая в [1] полагалась постоянной. Величина  $\chi_0$  – теплопроводность металла при  $T_e = T_i$ . В этом случае при выполнении условий безынерционности, которые сформулированы в [1] из уравнений для температур  $T_e$  и  $T_i$  с учетом зависимости  $\chi = \chi(T_e)$  и в предположении  $T_e \gg T_i$  получаем следующие результаты.

В случае массивного образца, для которого

$$d \gg \left( 10^7 \frac{\chi_0 q}{T_0 a^2} \right)^{1/3} \gg \kappa^{-1},$$

где  $d$  – толщина образца;  $q(t)$  – плотность мощности излучения в момент времени  $t$  Вт/см<sup>2</sup>, содержащая множитель  $(1 - R)$ , где  $R$  – коэффициент отражения;  $T_0$  – начальная температура образца,  $a \sim 10^{17} \div 10^{18}$  эрг/сек·град·см<sup>3</sup> – коэффициент теплообмена электронов с решеткой [2, 3],  $\kappa$  – линейный коэффициент поглощения света на поверхности металла;

$$T_e(t) = \left( \frac{3 T_0}{2 a \chi_0} \right)^{1/3} [10^7 q(t)]^{2/3}. \quad (1)$$

В случае достаточно тонкого образца

$$d \ll \left( 10^7 \frac{\chi_0 q(t)}{T_0 a^2} \right)^{1/3}$$

величина  $T_e$  равняется

$$T_e = \frac{10^7}{\alpha d} q(t). \quad (2)$$

Здесь  $q(t)$  содержит множитель  $(1 - R - T)$ , где  $T$  — коэффициент прохождения света.

Результаты (1) и (2), соответствующие безынерционному отклику, справедливы при условии:

$$\gamma T_e / a \lesssim \tau \lesssim C_i / a. \quad (3)$$

Здесь  $\gamma$  — линейный коэффициент электронной теплоемкости,  $\tau$  — длительность импульса лазера.

Полагая  $T_0 = 300 \text{ K}$ ,  $\chi_0 = 3 \cdot 10^7 \text{ эрг/сек} \cdot \text{град} \cdot \text{см}$ ,  $C_i = 4 \cdot 10^7 \text{ эрг/град} \cdot \text{см}^3$ ,  $\gamma = 0,7 \cdot 10^3 \text{ эрг/град}^2 \cdot \text{см}^3$  для массивного образца из (1) следует  $T_e \approx (2 \div 4) \cdot 10^3 \text{ град}$  и условие безынерционности (3) принимает вид  $10^{-12} \text{ сек} \lesssim \tau \lesssim 10^{-10} \text{ сек}$ . В случае пластины толщиной  $d \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}$  из (2) при  $q = 3 \cdot 10^8 \text{ Вт/см}^2$  получаем  $T_e \approx (2 \div 10) \cdot 10^3 \text{ град}$ . При этом условие (3) имеет вид  $10^{-11} \text{ сек} \lesssim \tau \lesssim 10^{-10} \text{ сек}$ .

Таким образом, при реальных значениях параметров, возможна, с одной стороны, безынерционность величины  $T_e$ , а с другой —  $T_e$  должна быть достаточно велика для того, чтобы электронный газ металла, как будет видно из последующей оценки излучал достаточное для регистрации количество фотонов. Подчеркнем, что условие безынерционности обеспечивает неравенство  $T_i \ll T_e$  и, следовательно, при этом излучение фотонов целиком определяется температурой  $T_e$ , поскольку их число экспоненциально зависит от  $T_e$ .

В предположении о равновесном характере излучения электронов внутри металла число фотонов, излученных с поверхности металла площадью  $S$  и частотами  $\omega \geq \omega_0$  равно

$$N_{\Phi} \sim (1 - R) S \tau k T_e / \hbar 4 \pi^3 \left( \frac{\omega_0}{c} \right)^2 e^{-\frac{\hbar \omega_0}{k T_e}},$$

где  $c$  — скорость света. Полагая  $\hbar \omega_0 = 1,5 \text{ эВ}$ ,  $T_e = (3 \div 5) \cdot 10^3 \text{ град}$ ,  $S = 10^{-2} \text{ см}^2$ ,  $\tau = 10^{-11} \text{ сек}$ ,  $R = 0,9$  получаем  $N_{\Phi} \sim 10^7$  фотонов, или излучаемая мощность соответствует  $\sim 1 \text{ Вт/см}^2$ .

В настоящей работе были проведены эксперименты по исследованию свечения поверхности различных металлов под действием ультракоротких лазерных импульсов. Измерения проводились с помощью неодимового лазера ( $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$ ), генерировавшего пуг из 15 — 20 импульсов со средней длительностью каждого  $10^{-11} \text{ сек}$ , общей длительностью 150 ÷ 200 нсек, и средней энергией одного импульса  $\sim 10^{-3} \text{ Дж}$ .

Временные характеристики свечения изучались с помощью фотоумножителя типа ЭЛУ-ФТ и осциллографа С1-11 с временным разреше-

нием  $5 \cdot 10^{-9}$  сек. Измерения проводились в широкой области спектра за исключением полос с  $\lambda_1 = 1,06$  мкм и  $\lambda_2 = 0,53$  мкм. В качестве металлов были использованы вольфрам, медь, серебро, золото. Опыты показали, что на всех вышелечисленных материалах длительность импульса свечения меньше временного разрешения, обеспечиваемого методикой измерений. Временные характеристики свечения не изменялись при облучении массивных образцов ( $d \gg \kappa^{-1}$ ), тонких пленок ( $d \ll \kappa^{-1}$ ), пыленных на стекло; при облучении металлической пленки на границах воздух — пленка и пленка — стекло. Во всех опытах плотность мощности лазерного импульса была такова, что видимое повреждение металла отсутствовало.

Поскольку время релаксации решеточной температуры, даже для тонких пленок на стеклянной подложке, (с малой температуропроводностью) может быть меньше временного разрешения методики измерений, то проведенные опыты не дают исчерпывающую информацию о связи свечения с температурой электронной или ионной подсистемы. В связи с этим было проведено исследование спектра свечения. Спектр измерялся с помощью фотоэлектронной методики, описанной в [4] на тонких пленках меди и серебра (с толщиной  $10^{-6} \div 10^{-4}$  см). Измерения показали, что спектр свечения сплошной, соответствует планковскому с цветовой температурой: для меди 3600 К, серебра — 3500 К (ошибка — 10%). Температура определялась при допороговой плотности мощности лазерного импульса, где пороговой считалась такая величина плотности мощности, когда в фокальном пятне на тонкой пленке возникало видимое в микроскоп повреждение (температура кипения меди и серебра составляет, соответственно, величину 2660 и 2490 К).

Таким образом, из результатов экспериментов следует, что при допороговых плотностях мощности лазерного импульса имеет место отрыв электронной температуры от ионной. По крайней мере, электронная температура в полтора — два раза выше температуры ионной подсистемы. Из вышесказанного следует, что при этих условиях электронная температура  $T_e$ , а следовательно, и свечение должны безынерционно следить за формой лазерного импульса.

Опыты показали необходимость и возможность применения современных фотохронографов для изучения временных характеристик свечения. С помощью фотохронографа "Агат" в настоящее время получены результаты, подтверждающие приведенные выше данные. Подробное изложение этих результатов будет опубликовано в отдельной работе.

Данное явление может найти применение в задачах безынерционного преобразования ультракоротких лазерных импульсов длительностью  $10^{-10} \div 10^{-12}$  сек инфракрасного диапазона в видимое излучение при плотностях мощности больших  $10^8$  Вт/см<sup>2</sup>. Такое преобразование может открыть перспективу расширения спектрального диапазона современных фотоэлектронных регистраторов.

Всесоюзный

научно-исследовательский институт  
оптико-физических измерений

Поступила в редакцию  
21 июня 1979 г.

## Литература

- [ 1 ] С.И.Анисимов, Б.Л.Копелович, Т.Л.Перельман. ЖЭТФ, 66, 776, 1974.
- [ 2 ] М.И.Каганов, И.М.Лифшиц, Л.В.Татаринов. ЖЭТФ, 31, 232, 1966.
- [ 3 ] С.И.Анисимов, Я.А.Имас, Г.С.Романов, Ю.В.Ходыко. Действие излучения большой мощности на металлы, М., изд. Наука, 1970.
- [ 4 ] М.Б.Агранат, И.К.Красюк, М.П.Новиков, В.П.Перминов, П.А.Ямпольский, Ю.И.Юдин. Механика полимеров, №3, 1971.
-