Письма в ЖЭТФ, том 58, вып.5, стр.331 - 334 ©1993 г. 10 сентября

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА РАСПРОСТРАНЕНИЯ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА В МЕТАЛЛАХ

Э.М.Беленов, Л.Г.Гречко, А.П.Канавин

Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН

117924 Москва, Россия

Поступила в редакцию 23 июля 1993 г.

Рассматривается проникновение мощных фемтосекундных импульсов света в металлы. Показано, что даже в случае, когда спектральные компоненты поля лежат в диапазоне частот ниже плазменной частоты, короткие импульсы света могут проникать и распространяться вглубь металлов.

1. Одно из достижений лазерной физики настоящего времени — формирование ультракоротких импульсов (УКИ) света длительностью τ_p вплоть до одного периода колебаний и напряженностью поля $\mathcal{E}$ порядка атомного. Для подобных импульсов поле, проникающее в металл, взаимодействует с его электронами заведомо нелинейно. Это обстоятельство сказывается на динамике поля в металле и приводит к качественно новым результатам в эффектах отражения, проникновения и распространения УКИ света при их взаимодействии с металлами.

2. Рассмотрим линейно поляризованный УКИ света, падающий нормально из вакуума на плоскую поверхность металла. Учтем в материальных уравнениях, что электроны металла, определяющие динамику поля в среде, взаимодействуют не только с внешней электромагнитной волной, но и с периодической решеткой твердого тела. Взаимодействие с решеткой определяет зависимость энергии электронов $\epsilon(k)$ от волнового числа k и приводит за счет брегговского отражения к эффектам переброса при достижении электронами границы зоны Бриллюэна.

Влияние процессов переброса на отклик металла при воздействии УКИ учтем, считая поле пространственно однородным. Обозначим через $\Delta\epsilon$ ширину зоны проводимости. Зависимость энергии электронов в приближении сильной связи вдоль одной из главных кристаллографических осей, с которой совпадает направление поляризации электрической составляющей внешнего поля, представим в виде $\epsilon(k) = \epsilon(k_\perp) + \Delta\epsilon(1 - \cos(k_\parallel a))$, где $k_\parallel, k_\perp$ – компоненты волнового вектора вдоль и поперек рассматриваемой оси, a – постоянная решетки.

В квазиклассическом приближении функция распределения электронов в поле $\mathcal{E}(t)$ определяется кинетическим уравнением

$$\frac{\partial f(k,t)}{\partial t} + \frac{e\mathcal{E},(t)}{\hbar}\frac{\partial f(k,t)}{\partial k} = J_{st}(f); \tag{1}$$

здесь $J_{st}(f)$ – интеграл столкновений. Для простоты ограничимся случаем, когда основную роль играют упругие столкновения электронов с примесями, и запишем интеграл столкновений в виде

$$J_{st}(f) = \int W(k,k')(f(k) - f(k'))dk', \tag{2}$$

где вероятность перехода $W(k,k')$ будем считать слабо меняющейся величиной. В схеме приведенных зон процессы переброса на границе зоны Бриллюэна можно учесть с помощью граничных условий

$$f(k_\perp, g/2) = f(k_\perp, -g/2), \tag{3}$$

где g–вектор обратной решетки. В соотношении (2), фактически, отражена эквивалентность состояний электронов, сдвинутых в импульсном пространстве относительно друг друга на вектор обратной решетки.

Из (1), (2) можно получить замкнутую систему уравнений для плотности тока в металле

$$j = \frac{e}{\hbar}\int \frac{\partial \epsilon}{\partial k} f(k,t)dk$$

и энергии электронного газа в зоне прводимости $E = \int \epsilon(k) f(k,t)dk$:

$$\frac{dj}{dt} + \nu j + \left(\frac{2\pi e}{\hbar g}\right)^2 \mathcal{E}(E - E_0) = 0, \qquad \frac{dE}{dt} - \mathcal{E} j = 0, \tag{4}$$

где E_0 – значение энергии при равномерном распределении электронов по импульсам в зоне проводимости, ν – частота упругих столкновений электронов.

Система уравнений (4) эквивалентна системе "укороченных" уравнений Блоха для разности населенностей уровней $n \sim E - E_0$ и амплитуды поляризации $P \sim j$, а также амплитуды поля импульса $\mathcal{E}$ под действием резонансного к частоте перехода поля. При этом учитывается, что длительность импульса τ_p короче времени релаксации τ_1 среды двухуровневых частиц. Время τ_2 определяется частотой ν, а дипольный момент перехода μ–величиной вектора обратной решетки: $\mu = ea = 2\pi e/g$.

В металлах электроны проводимости испытывают столкновения различных типов: друг с другом, с фононами, с примесными атомами и другими дефектами решетки. Для электрон-электронных столкновений характерно, что, находясь на расстоянии друг от друга $\sim 1 - 3\,\mathring{A}$ электроны проходят сравнительно большие расстояния, не сталкиваясь между собой. Подобные явления обусловленны принципом Паули и экранированием кулоновского взаимодействия в среде. Длина свободного пробега l электрона при $T = 300$ K составляет величину $\sim 10^{-4}$ см. Отвечающее такой длине время между электрон-электронными столкновениями составляет величину $\tau_{ee} \sim l/v_F \sim 10^{-12}$ с (v_F – скорость электронов на поверхности Ферми) [1]. С уменьшением температуры τ_{ee} увеличивается как $1/T^2$. Зависимость от температуры времени электрон-фононных взаимодействий имеет вид $\tau_{ep} \sim 1/T$ [2]. Таким образом, при достаточно низких температурах определяющую роль в кинетических явлениях играет рассеяние электронов на примесях и дефектах решетки, характеризующееся временем τ_{ed}. Если кристалл достаточно чистый, время τ_{ed} может быть весьма значительным. Так для меди, при низких температурах в меди, τ_{ed} может составлять величину $\sim 10^{-8}$ с [1].

3. Для достаточно короткого импульса поля фемтосекундной длительности $\nu\tau_p \ll 1$ в первом уравнении (4) можно пренебречь столкновительным слагаемым по сравнению с $\partial j/\partial t$. Из (4) в этом случае получаем для плотности

тока от времени зависимость Джозефсоновского вида[1)]

$$j = j_0 \sin\left(\frac{2\pi e}{\hbar g}\int\limits_{-\infty}^{t} \mathcal{E}(t)dt\right), \tag{5}$$

где j_0 – максимальное значение тока, определяемого заполнением электронами зоны проводимости. Физически, соотношение (5) отвечает движению электронной подсистемы металла как целого в зоне проводимости. Отметим также, что в отличие от двухуровневой системы, динамика которой описывается в приближении медленно меняющихся амплитуд и фаз, частота Раби определяется уже не амплитудой поля, а самим его значением в данный момент времени [3,4].

4. Проникновение и распространение УКИ в металле определяется волновым уравнением

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial j}{\partial t} \tag{6}$$

совместно с материальным уравнением (5) и условиями непрерывности электрической и магнитной составляющих поля на границе среды. В слабом поле $\mu\int \mathcal{E}(t)dt \ll \hbar$ для импульса частоты ω из (6) получаем линейное волновое уравнение для среды с диэлектрической проницаемостью $\epsilon(\omega) = 1 - \omega_{pl}^2/\omega^2$, где ω_{pl}–плазменная частота металла. В случае сильного поля становится существенной нелинейная зависимость тока от поля, и (6) сводится к уравнению синус-Гордона (СГ):

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = \frac{1}{\lambda^2}\sin(\varphi) \tag{7}$$

где

$$\varphi = \frac{\mu}{\hbar}\int\limits_{-\infty}^{t} \mathcal{E}(t)dt, \qquad \lambda^2 = \hbar c^2/4\pi j_0 \mu.$$

Как хорошо известно, среди решений (7) имеются решения в виде солитов, в частности 2π- и 0π-импульсов. В наиболее простом случае солитон представляет собой 2π-импульс колокообразной формы:

$$\mathcal{E}(x,t) = \mathcal{E}_p \mathrm{sech}\left\{\frac{t - x/v}{\tau_p}\right\}, \tag{8}$$

где $\mathcal{E}_p$ – амплитуда импульса в среде: $\mathcal{E}_p = \hbar/\mu\tau_p$, τ_p – его длительность, v – скорость импульса, связанная с τ_p соотношением

$$\frac{1}{v^2} = \frac{1}{c^2} + \frac{\tau^2}{\lambda^2}. \tag{9}$$

5. Для того, чтобы сформировать в металле внешним источником импульс (8),[2)] необходимо, чтобы падающий импульс имел такую же временную форму.

[1)] Для бесстолкновительного газа электронов в кристаллической решетке выражение (5) плотности тока можно получить из уравнений для работы, совершаемой полем над электроном, $\partial\epsilon/\partial t = e\mathcal{E}(t)v_g$ совместно с уравнением, описывающим изменение групповой скорости электронов со временем: $\partial v_g/\partial t = (e\mathcal{E}/\hbar^2)\partial^2\epsilon(k)/\partial k^2$ (см. [1]) при учете явной зависимости $\epsilon(k)$.

[2)] Подобные импульсы в "половину длины волны" теоретически исследованы при рассеянии сильного поля в комбинационно активной среде [5] и экспериментально продемонстрированы в [6].

В этом случае коэффициент отражения при $\omega_{pl}\tau_p \gg 1$ близок к единице: $R \cong 1 - 2/(\omega_{pl}\tau_p)$, а "амплитуда" $\mathcal{E}_0$ поля в падающей волне не зависит от длительности импульса и определяется только параметрами среды:

$$\mathcal{E}_0 = \sqrt{\frac{\pi\hbar j_0}{\mu}}. \tag{10}$$

Приведем численные оценки. Полагая $\tau_p \sim 10^{-14}$ с, $\mu \sim 1,5 \cdot 10^{-17}$ ед. СГСЕ, $j_0 = \zeta e n_e v_g$, где ζ – константа, определяемая исходным заполнением электронами зоны Бриллюэна, причем $\zeta \sim 1 - 2p_F/g$ составляет для металлов типа меди величину $\leq 0,1$, при $n_e \sim 10^{23}$ см$^{-3}$, $v_g \sim 10^8$ см/с получаем $j_0 \sim 5 \cdot 10^{20}$ ед. СГСЕ и $\mathcal{E}_p \sim 2 \cdot 10^6$ В/см, соответствующая такому полю полная энергия падающего импульса составляет $\epsilon_0 \sim 10^2$ мДж/см^2.

6. Отметим теперь, что однополярный импульс (8) (импульс длительностью в половину длины волны) можно получить лишь в условиях волноводного распространения поля. Предельно короткий падающий из вакуума импульс должен быть биполярным и содержать в себе две полуволны, то есть быть импульсом в одну длину волны – следствие уравнения $\mathrm{div}\mathcal{E} = 0$ для поля в вакууме. Это, очевидно, будет 0π-импульс с площадью

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{E}(x,t)dt = 0$$

Подобный биполярный импульс можно, например, представить себе как суперпозицию двух разнесенных во времени (или в пространстве) волн формы (8) $\mathcal{E}_0(x,t) - \mathcal{E}_0(x,t+\tau)$. В металле импульс будет возбуждать поле $\mathcal{E}_2(x,t) - \mathcal{E}_2(x,t+\tau)$, которое, вообще говоря, не является солитонным решением уравнения СГ. Тем не менее, при достаточно больших τ это решение близко к солитонному, и для его параметров справедливы приведенные выше оценки. Импульс (8), распространяясь далее в среде, будет выходить на солитонное решение уравнения СГ (см. [7]). То же самое можно сказать о падающем импульсе, состоящем из числа волн более чем одна. В этом случае решение уравнений СГ будет давать не один, а серию разделяющихся 0π-солитонов. И если в случае слабого поля, когда фурье-компоненты импульса в зависимости от частоты ω будут либо проходить внутрь металла ($\omega > \omega_{pl}$), либо испытывать полное плазменное отражение ($\omega < \omega_{pl}$), в сильных полях все частотные компоненты импульса будут проходить в среду, нелинейно взаимодействуя между собой и формируя распространяющиеся в металле солитоны.

---

1. Ч.Киттель. Введение в физику твердого тела, М.: Наука, 1978.
2. Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский. Физическая кинетика, М.: Наука, 1978.
3. Э.М.Беленов, П.Г.Крюков, А.В.Назаркин и др., Письма в ЖЭТФ **47**, 442 (1988).
4. Э.М.Беленов, А.В.Назаркин, В.А.Ущаповский, ЖЭТФ **100**, 762 (1991).
5. Э.М.Беленов, А.В.Назаркин, И.П.Прокопович, Письма в ЖЭТФ **55**, 233 (1992).
6. H.Hamster, A.Sullivan, G.Gordon et al., CLEO'93, 1993, Technical Degest Series v.II, p.86 (YTU A4).
7. F.A.Hopt, G.L.Lamb, C.K.Rhodes, and M.O.Sculy. Phys. Rev. **3**, 758 (1971).