

ЭФФЕКТ УВЛЕЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ФОТОНАМИ В ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

П.П.Пашинин, А.М.Прохоров

Рассмотрен эффект увлечения заряда светом в полностью ионизованной плазме. Показано, что в лазерной плазме ток увлечения и фотодс могут достигать значительных величин.

Как известно, эффект увлечения заряда светом является своеобразным проявлением светового давления при поглощении светового потока в среде с участием свободных носителей. В оптической области спектра он был впервые экспериментально обнаружен и объяснен при поглощении света свободными носителями тока в полупроводниках [1 – 3]. При поглощении света при внутризонных (свободно-свободных) переходах поглощенный импульс фотонов передается системе свободных носителей и вызывает появление направленного потока носителей, т. е. возникновение тока увлечения. Исследование этого эффекта в полупроводниках не только дало ряд новых интересных физических результатов, но и привело к созданию широкополосных малоинерционных приемников ИК излучения с большим динамическим диапазоном [4].

Поскольку в полностью ионизованной плазме поглощение света происходит также в основном в результате свободно-свободных переходов (обратный тормозной эффект), эффект увлечения электронов в этом случае должен проявляться в полной мере. Поэтому нам представляется важным проанализировать этот эффект при взаимодействии лазерного излучения с плазмой. Это может оказаться полезным в связи с интенсивным развитием методов лазерной диагностики плазмы и широким разворотом работ по получению высокотемпературной плотной плазмы с помощью лазеров [5].

Рассмотрим слой однородной плазмы с электронной концентрацией n_e , температурой T_e , в которой распространяется поток фотонов I лазерного излучения частоты ν . Поглощаемый в единицу времени в единице объема поток фотонов al передает электронам импульс

$$n_e m \Delta v = \frac{h\nu}{c} al,$$

где h – постоянная Планка, a – коэффициент поглощения света. Возникающая в результате этого плотность тока увлечения j есть:

$$j = en_e v_{др} = \frac{eh\nu a I r}{mc}. \quad (1)$$

Здесь r – время релаксации тока, которое в случае полностью ионизованной плазмы есть просто время электрон-ионных столкновений [6] $\tau_{ei} = 0,4 T_e^{3/2} / Z_i n_e \ln \Lambda$. Используя выражение для коэффициента поглощения света в плазме в предположении $h\nu \ll kT_e$ и $\nu < \nu_p$ (где

плазменная частота $\nu_p \approx 10^4 \sqrt{n_e}$ [6], $\alpha = 10^{-2} \frac{Z_i n_e^2 \ln \Lambda}{\nu^2 T_e^{3/2}}$ и приведенное выше выражение τ_{ei} из (1) получаем:

$$j = 4 \cdot 10^4 \frac{en_e J}{mc \nu^2} = 2,4 \cdot 10^2 \frac{n_e J}{\nu^2} [a/cm^2]. \quad (2)$$

Здесь плотность потока излучения J дана в [вт/см²]. Естественно, что величину эквивалентной напряженности электрического поля E и наведенной фотоэдс увлечения V на слое плазмы толщиной l можно получить приравнявая ток увлечения соответствующему току проводимости $E = j/\sigma$. Так как $\sigma = 10^{-5} T_e^{3/2} / z_i$ [ом·см⁻¹], то из (2) получаем

$$E = 4 \cdot 10^9 \frac{en_e Z_i J}{mc \nu^2 T_e^{3/2}} \approx 2,4 \cdot 10^7 \frac{n_e Z_i J}{\nu^2 T_e^{3/2}} [в/см]. \quad (3)$$

Для получения фотоэдс нужно проинтегрировать (3) с учетом зависимости потока J от x $J = J_0 e^{-\alpha x}$, что дает:

$$V = 4 \cdot 10^9 \frac{en_e Z_i J_0}{atc \nu^2 T_e^{3/2}} [1 - e^{-\alpha l}]. \quad (4)$$

Откуда имеем в двух предельных случаях

$$V = 2,4 \cdot 10^7 \frac{n_e Z_i J_0 l}{\nu^2 T_e^{3/2}} [в] \quad \text{при } \alpha l \ll 1, \quad (5)$$

$$V = 2,4 \cdot 10^8 J_0 / n_e [в] \quad \text{при } \alpha l \gg 1. \quad (6)$$

Интересно отметить, что согласно (2) и (6) как плотность тока увлечения, так и фотоэдс при достаточно полном поглощении света в слое не зависят от температуры плазмы. Следовательно, разогрев плазмы самим лазерным излучением непосредственно не влияет на эти параметры. Из выражений (2) – (6) ясно следует как можно использовать данный эффект с целью диагностики плазмы.

Посмотрим, что дают оценки для характерных параметров величин в опытах по взаимодействию лазерного излучения с плазмой. При воздействии наносекундными импульсами излучения лазера на неодимовом стекле ($\nu = 3 \cdot 10^{14}$ сек⁻¹) характерный поток излучения $J_0 = 10^{12}$ вт/см² и характерная плотность плазмы порядка критической плотности для данной частоты (когда $\nu_p \approx \nu$) $n_e = 10^{21}$ см⁻³. В этом случае из (2) и (6) получаем: $j = 2,7 \cdot 10^6$ а/см², $V = 0,24$ в.

Для пикосекундных лазерных импульсов интересная область $J = 10^{16}$ вт/см². В этом случае ток увлечения и фотоэдс могут достигать весьма больших величин $j = 2,7 \cdot 10^{10}$ а/см², $V = 2,4 \cdot 10^3$ в. (Естественным ограничением для j будет $j_{\text{пред}} = en_e v_{\text{тепл}} \approx 10^{-13} n_e \sqrt{T_e}$ [а/см²], что выполняется в большинстве случаев).

Из оценок следует, что ток увлечения следует учитывать при анализе кинетических процессов в лазерной плазме. В частности, он может быть одним из источников спонтанных магнитных полей, которые наблюдают в лазерной плазме, и проявляться в ее электромагнитном излучении.

Кроме того, эффект увлечения и здесь может быть использован в целях диагностики как параметров плазмы, так и определения структуры лазерных потоков в плазме. Этот эффект может также проявляться в фотосфере звезд, ионосфере планет и космической плазме.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
24 сентября 1977 г.

Литература

- [1] А.М.Данишевский, А.А.Кастальский, Е.М.Рывкин, И.Д.Ярошецкий. ЖЭТФ, 58, 5441, 1970.
 - [2] А.А.Гринберг. ЖЭТФ, 58, 989, 1970.
 - [3] A.F.Gibson, M.F.Kimmit, A.C.Walker. Appl. Phys. Lett., 17, 75, 1970.
 - [4] П.М.Валов, К.В.Гончаренко, Ю.В.Марков, В.В.Першин, С.М.Рывкин, И.Д.Ярошецкий. Квантовая электроника, 4, 95, 1977.
 - [5] А.М.Прохоров, С.И.Анисимов, П.П.Пашинин. УФН, 119, 401, 1976.
 - [6] Л.Спитцер. Физика полностью ионизованного газа, М., ИИЛ, 1957.
-