

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА РАЗРЯДА ПЛОСКОГО ФОТОДИОДА ПРИ НАКЛОННОМ ПАДЕНИИ ИНИЦИИРУЮЩЕГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

Ю. Н. Лазарев*, Ю. Г. Сырцова

Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики
456770, Снежинск, Челябинская обл., Россия

Поступила в редакцию 24 ноября 2010 г.

Получено приближенное аналитическое решение уравнений Максвелла внутри фотодиода. Из анализа полученного решения следует, что обнаруженное ранее существенное снижение характеристик поля излучения над анодом является следствием значительного роста амплитуды волны, генерируемой внутри фотодиода, которая при углах падения $\theta \rightarrow \pi/2$ достигает величины, сравнимой с величиной начального электрического поля, приложенного к фотодиоду. При этом плотность потока электромагнитной энергии внутри фотодиода в десятки и более раз превышает плотность потока электромагнитной энергии над анодом. Результаты проведенных численных расчетов подтверждают выводы аналитического подхода.

1. ВВЕДЕНИЕ

В предложенном в работах [1, 2] способе генерации направленного широкополосного электромагнитного излучения излучающим объектом служит дипольный слой, возникающий над прозрачным для электронов анодом при инициируемом лазерным излучением разряде высоковольтного фотодиода. Поскольку размеры источника значительно больше характерной длины волны излучения, изучение такого источника сводится к изучению разряда плоского фотодиода.

Согласно [1, 2] возникающая над анодом электромагнитная волна имеет в области источника амплитуду $H^{out} = \text{tg } \theta \varepsilon / e \lambda$, где θ — угол падения лазерного излучения, инициирующего разряд фотодиода, ε — максимальная энергия электронов, вылетающих из анода, $\lambda = cT$, T — характерное время процесса разряда фотодиода. В зависимости от условий облучения, размеров разрядного промежутка L и величины начальной разности потенциалов φ_0 время T равно либо времени T_p образования объемного заряда, либо времени T_0 пролета электроном разрядного промежутка, $T_0 = L\sqrt{2m/e\varphi_0}$. В первом случае $T_p > T_0$, во втором — $T_p < T_0$. При $T_0/T_p \rightarrow \infty$ амплитуда поля излучения, монотонно возрастающая, стре-

мится к некоторому предельному значению, а плотность потока энергии при сравнительно небольших значениях ускоряющего поля $E_0 = \varphi_0/L \approx 10^6$ В/см может достигать величины $0.5 \cdot 10^8$ Вт/см².

В работе [3] было показано, что при наклонном падении лазерного излучения и при выполнении условия $T_0/T_p \rightarrow \infty$ максимальная энергия электронов, вылетающих из разрядного промежутка, зависит от угла падения лазерного излучения θ : $\varepsilon = e\varphi_0 \cos^2 \theta$. Это приводит к уменьшению амплитуды волны, пропорциональному $\cos^2 \theta$, и уменьшению плотности потока электромагнитной энергии над анодом, пропорциональному $\cos^4 \theta$.

Значительное при $\theta \geq 45^\circ$ снижение энергии вылетающих из анода электронов свидетельствует о том, что внутри фотодиода генерируется довольно сильная электромагнитная волна, амплитуда которой должна быть сравнима с величиной электрического поля E_0 , приложенного к разрядному промежутку. Поскольку $E^{out} \ll E_0$, поток энергии в такой волне гораздо больше потока электромагнитной энергии над анодом. Следовательно, если для генерации электромагнитного излучения использовать не внешнюю, а внутреннюю область фотодиода, то можно получить гораздо более мощный источник электромагнитного излучения, чем рассматриваемый в работах [1, 2].

В настоящей работе представлены результаты

*E-mail: yulaz@snezhinsk.ru

аналитического и численного исследований электромагнитного поля, возникающего внутри плоского фотодиода, разряд которого инициируется плоской волной лазерного излучения, наклонно падающей на фотокатод.

2. ПРИБЛИЖЕННОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА ВНУТРИ ПЛОСКОГО ФОТОДИОДА

Рассматривается бесконечный вдоль осей x, y плоский фотодиод, при этом

$$\frac{T_0}{T_p} \gg 1, \quad \lambda = L\sqrt{\frac{2}{\gamma-1}}, \quad \gamma-1 = \frac{e\varphi_0}{mc^2}.$$

Ось z перпендикулярна плоскостям электродов. Компонента электрического поля E_x внутри диода является решением следующей задачи:

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} - \frac{\cos^2 \theta}{c^2} \frac{\partial^2 E_x}{\partial \xi^2} = \sin \theta \frac{4\pi}{c} \frac{\partial j_z}{\partial z}, \quad (1)$$

$$E_x(z=0, \xi) = E_x(z=L, \xi) = 0, \quad \xi = t - \sin \theta \frac{x}{c}.$$

Имеем

$$\begin{aligned} E_x = & \frac{2\pi}{c} \sin \theta \left\{ \int_0^z dz_1 j_z \left(\xi - \frac{z-z_1}{c} \cos \theta, z_1 \right) + \right. \\ & + \int_0^L dz_1 j_z \left(\xi - \frac{z+z_1}{c} \cos \theta, z_1 \right) - \\ & - \int_z^L dz_1 j_z \left(\xi + \frac{z-z_1}{c} \cos \theta, z_1 \right) + \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} \int_0^L dz_1 \left[j_z \left(\xi - \frac{2nL+z-z_1}{c} \cos \theta, z_1 \right) - \right. \\ & - j_z \left(\xi - \frac{2nL-z+z_1}{c} \cos \theta, z_1 \right) + \\ & + j_z \left(\xi - \frac{2nL+z+z_1}{c} \cos \theta, z_1 \right) - \\ & \left. \left. - j_z \left(\xi - \frac{2nL-z-z_1}{c} \cos \theta, z_1 \right) \right] \right\}. \quad (2) \end{aligned}$$

Используя это выражение для E_x , можно получить уравнение для поля E_z :

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_z}{\partial \xi} = & -4\pi j_z - \frac{2\pi}{c} \frac{\sin^2 \theta}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial \xi} \times \\ & \times \left\{ \int_0^z dz_1 j_z \left(\xi - \frac{z-z_1}{c} \cos \theta, z_1 \right) + \right. \\ & + \int_0^L dz_1 j_z \left(\xi - \frac{z+z_1}{c} \cos \theta, z_1 \right) + \\ & + \int_z^L dz_1 j_z \left(\xi + \frac{z-z_1}{c} \cos \theta, z_1 \right) + \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} \int_0^L dz_1 \left[j_z \left(\xi - \frac{2nL+z-z_1}{c} \cos \theta, z_1 \right) + \right. \\ & + j_z \left(\xi - \frac{2nL-z+z_1}{c} \cos \theta, z_1 \right) + \\ & + j_z \left(\xi - \frac{2nL+z+z_1}{c} \cos \theta, z_1 \right) + \\ & \left. \left. + j_z \left(\xi - \frac{2nL-z-z_1}{c} \cos \theta, z_1 \right) \right] \right\}. \quad (3) \end{aligned}$$

Пусть T_j — характерное время изменения плотности тока. Тогда, если $2L \cos \theta / cT_j \ll 1$, то запаздыванием можно пренебречь и приближенно получаем

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_z}{\partial \xi} = & -4\pi j_z + \frac{4\pi}{c} \frac{\sin^2 \theta}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial \xi} \times \\ & \times \left\{ \dot{P}_z^{in}(\xi) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \dot{P}_z^{in} \left(\xi - \frac{2nL}{c} \cos \theta \right) \right\} = \quad (4) \\ = & -4\pi j_z + \frac{4\pi}{c} \frac{\sin^2 \theta}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial \xi} \times \\ & \times 2 \int_0^{\infty} dn \dot{P}_z^{in} \left(\xi - \frac{2nL}{c} \cos \theta \right) = \\ = & -4\pi j_z + \frac{4\pi}{L} \frac{\sin^2 \theta}{\cos^2 \theta} \dot{P}_z^{in}(\xi). \quad (5) \end{aligned}$$

Здесь

$$\dot{P}_z^{in} = - \int_0^L dz j_z$$

— с точностью до знака производная по времени плотности дипольного момента внутри диода.

Выражения, полученные выше, справедливы при выполнении условия $2L \cos \theta / cT_j \ll 1$. При $T_0/T_p > 1$ в роли характерного времени процессов выступает T_0 . Подставив T_0 вместо T_j , получим условие

$$\sqrt{2(\gamma-1)} \cos \theta \ll 1.$$

Практически достаточно выполнения более слабого условия

$$\sqrt{2(\gamma - 1)} \cos \theta < 1.$$

3. АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННОГО РЕШЕНИЯ

Сравним плотности потока энергии электромагнитной волны внутри фотодиода,

$$W_x^{in} = -(c/4\pi) E_z^{in} H_y^{in},$$

и над анодом,

$$W^{out} = W_\theta^{out} \frac{S_\perp}{S} = W_\theta^{out} \cos \theta = \frac{c}{4\pi} (H_y^{out})^2 \cos \theta.$$

Согласно уравнению (5)

$$\frac{\partial E_z^{in}}{\partial \xi} = -4\pi j_z + \frac{4\pi}{L} \frac{\sin^2 \theta}{\cos^2 \theta} \dot{P}_z^{in}(\xi). \quad (6)$$

Из уравнения Максвелла следует, что

$$-\frac{\sin \theta}{c} \frac{\partial H_y^{in}}{\partial \xi} = \frac{4\pi}{c} j_z + \frac{1}{c} \frac{\partial E_z^{in}}{\partial \xi}. \quad (7)$$

Подставляя (6) в (7), получим

$$\frac{\partial H_y^{in}}{\partial \xi} = -\frac{4\pi}{L} \frac{\sin \theta}{\cos^2 \theta} \dot{P}_z^{in}(\xi). \quad (8)$$

Поскольку амплитуда плотности дипольного момента зависит только от энергии электронов,

$$(P_z^{in})_{max} = \frac{\varepsilon}{4\pi e} = \frac{E_0 L \cos^2 \theta}{4\pi},$$

имеет место следующая оценка амплитуды магнитного поля:

$$(H_y^{in})_{max} = E_0 \sin \theta. \quad (9)$$

Если считать, что внутри фотодиода возбуждается главная волна, распространяющаяся вдоль оси x , то

$$(E_z^{in})_{max} = (H_y^{in})_{max} = E_0 \sin \theta$$

и, следовательно,

$$(W_x^{in})_{max} = \frac{c}{4\pi} E_0^2 \sin^2 \theta \xrightarrow{\theta \rightarrow \pi/2} \frac{c}{4\pi} E_0^2. \quad (10)$$

Над анодом

$$H_y^{out} = -\operatorname{tg} \theta \frac{\varepsilon}{cT_0} \cos^2 \theta = -\sin \theta \cos \theta \sqrt{\frac{\gamma - 1}{2}} E_0,$$

$$W^{out} = \sin^2 \theta \cos^3 \theta (\gamma - 1) \frac{c}{8\pi} E_0^2.$$

Максимальное значение W^{out} достигается при $\cos^2 \theta = 0.6$:

$$W_{max}^{out} = 0.12 \sqrt{0.6} (\gamma - 1) \frac{c}{4\pi} E_0^2. \quad (11)$$

Сравнивая формулы (10) и (11), получим

$$\frac{(W_x^{in})_{max}}{W_{max}^{out}} \approx \frac{11}{\gamma - 1}. \quad (12)$$

Из соотношения (12) следует, что при $\gamma - 1 \approx 0.1-0.2$ плотность потока электромагнитной энергии внутри фотодиода в 50–100 раз больше плотности потока электромагнитной энергии над анодом.

Рассмотрим источник электромагнитного излучения, представляющий собой стопку из $N \gg 1$ плоских фотодиодов с прямоугольными электродами $l_x \times L_y$ ($l_x \ll L_y$, $L_y \gg cT_0$) и межэлектродным зазором L . Предполагается, что выбранной длины фотодиода l_x достаточно для того, чтобы генерируемая внутри фотодиода электромагнитная волна достигла насыщения и ее амплитуда стала сравнима с E_0 . Согласно полученному выше результату такой источник излучает в десятки раз больше энергии, чем фотодиод, в котором электромагнитная волна излучается дипольным слоем, образующимся над анодом, и который имеет характеристики разрядного промежутка $(\gamma - 1, L)$, совпадающие с аналогичными характеристиками фотодиодов стопки, и площадь электродов, совпадающую с площадью излучающей поверхности стопки фотодиодов.

Поскольку T_0 — характерное время изменения плотности дипольного момента и ее производных, генерируемая внутри фотодиода электромагнитная волна может усиливаться на пространственном масштабе порядка $\lambda = cT_0$. Следовательно, для l_x имеет место следующая оценка:

$$l_x \sim \lambda \sin \theta. \quad (13)$$

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВНУТРИ ПЛОСКОГО ФОТОДИОДА

При численном изучении динамики разряда внутри плоского фотодиода в двумерной постановке решались уравнения Максвелла и уравнения движения электронов. Рассматривались два случая. В первом предполагалось, что лазерное излучение падает на фотокатод, проходя через прозрачный для него и электронов анод. Исследовались характеристики электромагнитной волны (l_x , W_x)

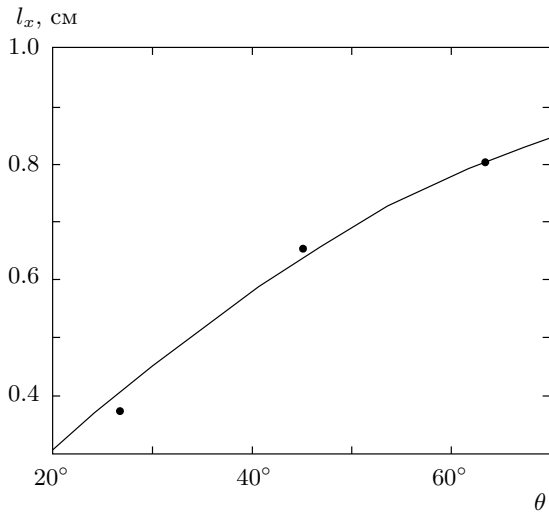


Рис. 1. Зависимости длины l_x усиления поля от угла падения лазерного излучения. Точки — численный расчет, линия — $l_x \approx 2.7cT_0 \sin \theta$

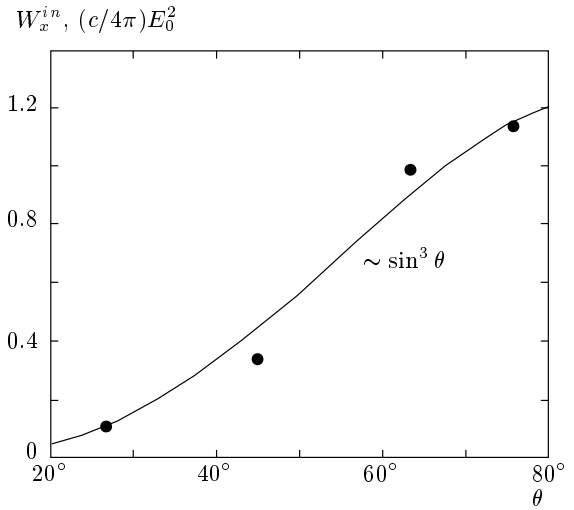


Рис. 3. Зависимости амплитуды плотности потока энергии внутри фотодиода от угла падения в случае облучения с торца. Точки — численный расчет

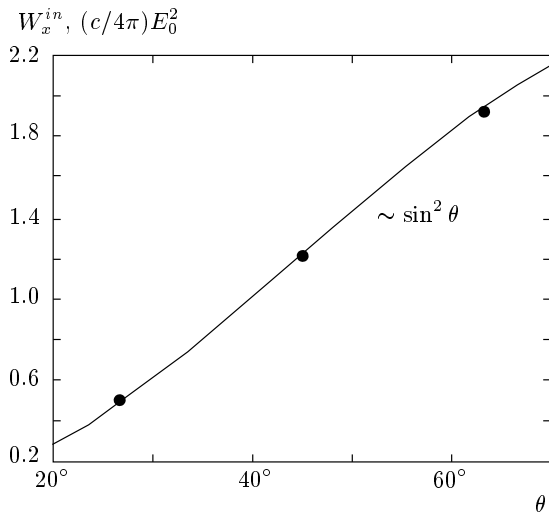


Рис. 2. Зависимости амплитуды плотности потока энергии внутри фотодиода от угла падения в случае сплошного облучения. Точки — численный расчет

внутри фотодиода для трех значений угла падения лазерного излучения, соответствующих $\text{tg } \theta = 0.5, 1, 2$. Длина фотодиода изменялась от $L_x = 0.2$ см до $L_x = 5$ см, межэлектродный зазор $L = 0.1$ см, $\varphi(z = -L) = -100$ кВ, $\varphi(z = 0) = 0$. Данные расчетов в сравнении с соответствующими аналитическими результатами представлены на рис. 1, 2.

Во втором случае предполагалось, что фотодиод облучается с торца. Рассматривался бесконечный вдоль оси y плоский фотодиод высотой $2L$ ($L = 0.1$ см) и длиной L_x вдоль оси x , $L_x = 1.6$ см, $\text{tg } \theta = 0.5, 1, 2, 4$. Предполагалось, что анод прозрачен для электронов. При $z = \pm L$ потенциал $\varphi = -100$ кВ, на аноде ($z = 0$) $\varphi = 0$. Примерно так, как описано выше, может выглядеть типичный элемент стопки фотодиодов.

Лазерное излучение падает на отрезок фотокатода ($z = -L$) длиной $2L \text{tg } \theta$. Отразившись от него и от анода, оно через промежуток времени $\Delta t_l = 2L/c \cos \theta$ попадает на соседний отрезок той же длины и так далее. Электромагнитное излучение проходит отрезок длиной $2L \text{tg } \theta$ за время $\Delta t_{em} = 2L \text{tg } \theta/c$. При используемых исходных данных

$$\Delta t_l - \Delta t_{em} \ll T_0, \quad L_x \gg cT_0 \sin \theta \sim 2L \text{tg } \theta.$$

Эти условия означают, что сложение электромагнитных волн, генерируемых разными областями фотодиода, будет происходить примерно так же, как и при сплошном облучении фотокатода, рассмотренном в первом случае. И поскольку длина диода превышает длину, на которой электромагнитная волна достигает предельной амплитуды, расчетные значения амплитуды плотности потока энергии на выходе из фотодиода должны быть близки к теоретическим оценкам. Это демонстрирует график, показанный на рис. 3.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты аналитического и численного исследований электромагнитного поля, возникающего внутри плоского фотодиода, разряд которого инициируется плоской волной лазерного излучения, наклонно падающей на фотокатод, показывают следующее.

1. Существенное уменьшение характеристик электромагнитного поля, возникающего над анодом, является следствием значительного ($\propto \sin \theta$) роста амплитуды волны, генерируемой внутри фотодиода.

2. При $\theta \rightarrow \pi/2$ амплитуда электромагнитной волны внутри фотодиода достигает величины, сравнимой с величиной начального электрического поля, приложенного к фотодиоду.

3. Плотность потока электромагнитной энергии внутри фотодиода может в десятки и более раз пре-

вышать плотность потока электромагнитной энергии в пространстве над анодом.

Таким образом, источник электромагнитного излучения, использующий для генерации внутреннее пространство фотодиода, будет иметь в десятки раз более высокие энергетические характеристики, чем его аналог, в котором электромагнитное излучение генерируется дипольным слоем над анодом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Н. Лазарев, П. В. Петров, Письма в ЖЭТФ **60**, 625 (1994).
2. Ю. Н. Лазарев, П. В. Петров, ЖЭТФ **88**, 926 (1999).
3. А. В. Солдатов, А. А. Соловьев, М. С. Терехина, Физика плазмы **33**, 795 (2007).