

**КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ЭЛЕКТРОННОМ ПОТОКЕ
ПРИ БЫСТРОМ ВКЛЮЧЕНИИ ПРОДОЛЬНОГО ПЕРЕМЕННОГО
ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ**

Ю. К. Алексеев, А. И. Костиенко

Эффективность взаимодействия нерелятивистского электронного потока с продольным переменным электрическим полем открытого резонатора (ОР) чрезвычайно мала ввиду специфических особенностей поля ОР: большой пролетный угол, адиабатически медленное нарастание и убывание поля на границах, отсутствие синхронизма между электронами и полем. Иначе обстоит дело, когда часть слабо неоднородного поля ОР обрезана металлической сеткой или фольгой, создающей ступеньку амплитуды в распределении поля ОР вдоль электронного потока. Организовать такую ступеньку амплитуды можно, например, помешав металлическую вставку в поле ОР [1, 2] или пропуская электроны через одно из зеркал резонатора [3]. Быстрое включение или выключение переменного поля на пути электронного потока приводит к существенному изменению режима движения электронов, позволяет осуществить эффективную модуляцию, группировку и отбор энергии электронов потока при наличии единственной сетки в резонаторе. Выяснению некоторых физических особенностей и возможностей этих эффектов посвящено настоящее краткое сообщение.

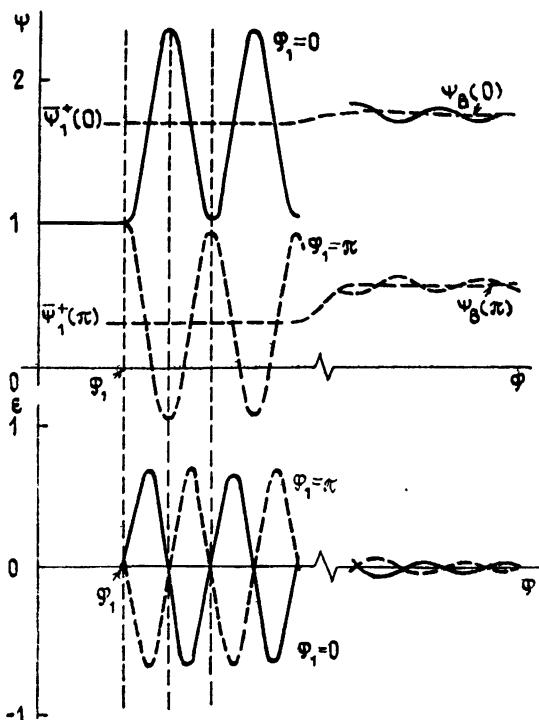


Рис. 1.

На рис. 1 изображены графики зависимости нормированной скорости $\psi = v/v_0$ электрона и нормированной напряженности электрического поля $\varepsilon = \eta_e E / (\omega v_0)$, действующей на него, от текущей фазы ϕ . Здесь v_0 — скорость влета в ОР, v — текущая скорость, η_e — удельный заряд электрона, E — физическая напряженность поля, ω — круговая частота сигнала. Зависимость поля ε в ОР от времени и продольной координаты x предполагается в виде $\varepsilon(x, \phi) = \varepsilon(x) \sin \phi$. При этом считаем, что ступенька амплитуды переменного поля достаточно резкая и провисанием поля на сетке можно пренебречь, а также что за сеткой амплитуда поля адиабатически медленно убывает с координатой.

В случае если электрон проходит ступеньку поля в момент $\phi_1 = 0$ (сплошная кривая), то он попадает в ускоряющее поле и в течение полупериода его скорость растет. В следующий полупериод поле меняет знак и электрон тормозится почти до скорости влета v_0 , поскольку изменение амплитуды поля на электронной длине волны незначительно. Таким образом, при $\phi > \phi_1 = 0$ скорость v электрона остается все время выше скорости влета v_0 и средняя скорость движения электрона в поле ОР также выше v_0 . При противоположной фазе влета $\phi_1 = \pi$ (пунктир), когда электрон сначала встречает тормозящую fazu поля, результат получается обратный: текущая и средняя

Скорость электрона оказывается меньшей скорости влета. При остальных фазах влета, очевидно, средняя скорость электрона занимает промежуточное значение между рассмотренными крайними случаями.

Дальнейшая эволюция средней скорости $\bar{\psi}$ электрона описывается сохраняющимся при движении в слабонеоднородном поле ОР адиабатическим инвариантом Гапонова—Миллера [4, 5], имеющим в используемых переменных следующий вид:

$$\bar{\psi}^2 + (1/2)e^2 = \text{const}. \quad (1)$$

В рассматриваемом случае средняя скорость электронов растет при вылете из поля ОР, но разброс скоростей, полученный на входной сетке, сохраняется.

Двигаясь в поле ОР, электроны синхронно колеблются, однако более быстрые (в среднем) догоняют более медленные электроны, что приводит к группировке их в сгустки и появлению на выходе из поля ОР промодулированного по плотности электронного потока [3].

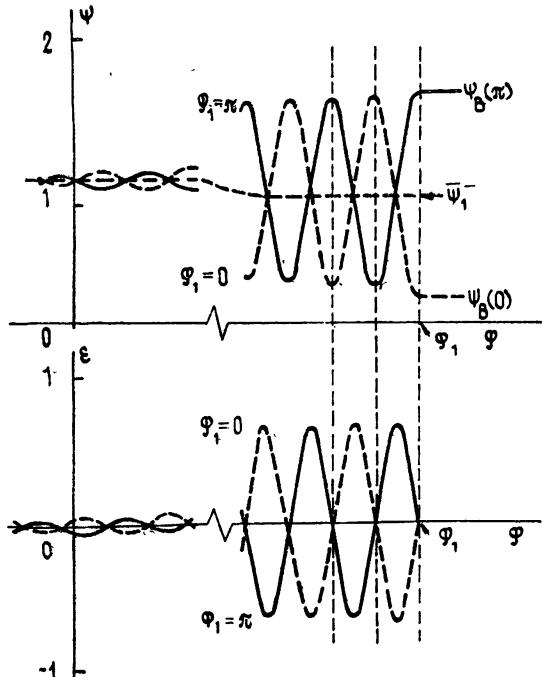


Рис. 2.

На рис. 2 изображены графики $\psi(\phi)$ и $\epsilon(\phi)$ для случая, когда ступенька амплитуды расположена на выходе из поля ОР. В этом случае средние скорости электронов, движущихся в адиабатически неоднородном поле, одинаковы и уменьшаются по мере продвижения в область сильного поля. Однако скорость вылета ψ_v из ОР существенно зависит от того, претерпел ли электрон ускорение (сплошная линия) или торможение (пунктир) в переменном поле непосредственно перед выходной сеткой резонатора, т. е. выходная скорость оказывается промодулированной по фазе вылета φ_1 , как и в цервом случае.

Модуляция скорости или отбор энергии электронов полем ОР со ступенькой амплитуды является, таким образом, эффектом быстрого включения переменного поля, а не следствием адиабатически плавного пространственного изменения амплитуды поля в ОР, как утверждается в [6, 7], т. е. носит скорее дискретный, чем распределенный характер взаимодействия.

С точки зрения отбора энергии второй из рассмотренных случаев имеет преимущество, поскольку часть кинетической энергии электрона теряет при влете в область сильного поля за счет уменьшения его средней скорости, оставшаяся энергия гасится перед выходной сеткой ОР при правильно подобранный фазе вылета. В первом же случае электрон, вылетая из слабо неоднородного поля ОР, увеличивает свою среднюю скорость, поглощая при этом часть энергии резонансного поля.

Действительно, используя (1) и закон модуляции средней скорости на мгновенной ступеньке поля [8]

$$\bar{\psi}_1^+ = \bar{\psi}_1^- + (\epsilon_1^+ - \epsilon_1^-) \cos \varphi_1, \quad (2)$$

где $\bar{\psi}_1^-$, $\bar{\psi}_1^+$, ϵ_1^- , ϵ_1^+ — средняя скорость и напряженность поля до и после ступеньки амплитуды соответственно, получаем следующие выражения для кпд $\eta = 1 - \psi_v^2$ отбора энергии у электрона:

$$\eta = 1 - (1/2)\varepsilon_1^2 - (1 + \varepsilon_1 \cos \varphi_1)^{-\frac{1}{2}} \quad (3)$$

в первом случае и

$$\eta = 1 - (\varepsilon_1 \cos \varphi_1 - \sqrt{1 - (1/2)\varepsilon_1^2})^2 \quad (4)$$

во втором. Исследование (3), (4) на экстремум в режиме отсутствия отраженных электронов дает для рис. 1 $\eta_{\max} = 67\%$ при $\varepsilon_1 = 2/3$, $\varphi_1 = \pi$, для рис. 2 $\eta_{\max} = 100\%$, $\varepsilon_1 = \sqrt{2/3}$, $\varphi_1 = 0$.

Провисание переменного поля в ячейки сетки существенно влияет на эффективность модуляции и отбора энергии электронов и является одним из основных факторов, ограничивающих рабочую частоту рассмотренного механизма взаимодействия. Провисание поля приводит, с одной стороны [9], к уменьшению амплитуды среднескоростной модуляции в

$$a_1 = \exp(-2l_1/\lambda_e) \quad (5)$$

раз, где $l_1 = \varepsilon_1 / |\partial \varepsilon_1 / \partial x|_{\max}$ — глубина провисания поля, λ_e — электронная длина волны.

С другой стороны, появляется постоянный сдвиг $\Delta\bar{\psi}_1$ средней скорости, не зависящий от фазы φ_1 электрона на сетке. Действительно, для «плохой» сетки, с адиабатически медленным нарастанием амплитуды поля ($l_1 \gg \lambda_e$), $a_1 = 0$, $\Delta\bar{\psi}_1$ вычисляется из (1). Для идеальной сетки ($l_1 = 0$) $a_1 = 1$, $\Delta\bar{\psi}_1 = 0$. В общем случае $0 < a_1 < 1$, $\Delta\bar{\psi}_1 \neq 0$. Таким образом, вместо (2) имеем

$$\bar{\psi}_1^+ = \bar{\psi}_1^- + \Delta\bar{\psi}_1 + a_1(\varepsilon_1^+ - \varepsilon_1^-) \cos \varphi_1, \quad (6)$$

где $\Delta\bar{\psi}_1$ определяется из обычного условия, что в слабом поле ($\varepsilon_1 \ll 1$) в отсутствие фазовой фокусировки средний по φ_1 одноэлектронный кпд равен нулю.

$$\overline{\eta(\varphi_1)} = 0, \quad (7)$$

Рассмотренный механизм модуляции и отбора энергии электронов при быстром включении переменного электрического поля может найти применение в усилителях и генераторах, принцип действия которых аналогичен кристаллу. Выражения (1), (5)–(7) позволяют строить кинематическую теорию таких электронных приборов, использующих дискретное взаимодействие потока электронов с полем ОР [8, 10].

Рассматривая ячейки сетки как запредельный волновод, возбужденный на E -типе волны, находим l_1 для круглых отверстий с диаметром $b \ll \lambda$: $l_1 \approx b/5$, для щелевидных ячеек с шириной щели $b \ll \lambda$ $l_1 \approx b/3$, где λ — длина рабочей волны. Определяя предельную частоту f_{\max} условием $2l_1 = \lambda_e (a_1 \approx 1/3)$, получаем, что для щелевидных ячеек с $b = 1$ мкм сетки, применяемой, например, в матричных автокатахдах, $f_{\max} = 28$ ТГц ($\lambda_{\min} = 11$ мкм) при потенциале потока $U_0 = 10^3$ В и $f_{\max} = 89$ ТГц ($\lambda_{\min} = 3,4$ мкм) для $U_0 = 10^4$ В. Дальнейшее повышение рабочей частоты возможно за счет замены сетки тонкой металлической фольгой, прозрачной для электронов, поскольку l_1 в этом случае определяется толщиной скин-слоя $d_{\text{скин}}$ $\ll \lambda_e$ при $U_0 \gtrsim 10^3$ В.

В заключение авторы хотели бы выразить свою благодарность А. Н. Варнавскому за полезные обсуждения материалов статьи.

ЛИТЕРАТУРА

- Алексеев Ю. К., Костиенко А. И. — Вестник Моск. ун-та. Сер. физ., астрон., 1985, 26, № 1, с. 85.
- Алексеев Ю. К., Костиенко А. И. Статья депонирована в ВИНИТИ, рег. № 602-В87. Деп. от 26 января 1987 г.
- Алексеев Ю. К., Костиенко А. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1986; 29, № 10, с. 1223.
- Гапонов А. В., Миллер М. А. — ЖЭТФ, 1958, 34, № 1, с. 242.
- Миллер М. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1958, 1, № 3, с. 110.
- Жураховский В. А., Орлов Н. Н., Чемерис В. Т. Препринт ИЭД. АН УССР № 261. — Киев, 1981.
- Жураховский В. А. — Радиотехника (Харьков), 1982, № 62, с. 57.
- Алексеев Ю. К., Костиенко А. И. — Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1987, № 6, с. 3.
- Костиенко А. И., Алексеев Ю. К. и др. Статья депонирована в ВИНИТИ, рег. № 2933-83. Деп. от 1 июля 1983 г.
- Алексеев Ю. К., Костиенко А. И. Статья депонирована в ВИНИТИ, рег. № 2464-85. Деп. от 12 апреля 1985 г.