

УДК 621.372.8

О ДИСПЕРСИИ В ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОМ ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ВОЛНОВОДЕ С ПРОИЗВОЛЬНЫМ ТИПОМ КОНТАКТОВ

С. И. Толстолуцкий, В. С. Михалевский, Ю. М. Синельников

Проведен анализ собственных типов волн плоскопараллельного волновода с активным полупроводниковым заполнением при произвольном типе катодного контакта. Исследуется влияние параметров волноведущей системы, в том числе коэффициента инжекции катодного контакта, на дисперсионные характеристики основного и высших типов волн. Расчеты проведены при учете связи медленных волн пространственного заряда и быстрых электромагнитных, что позволило получить ряд новых физических результатов.

1. Построение моделей полупроводниковых электронных СВЧ приборов на электродинамическом уровне строгости важно как для создания САПР монолитных интегральных схем (МИС) СВЧ, так и для анализа физических закономерностей работы приборов в КВЧ диапазоне. Одной из модельных, ключевых задач является задача о распространении волн в плоскопараллельном волноводе, заполненном анизотропным полупроводниковым материалом с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП). Ее решение связано с исследованиями распределенных активных систем. В [1] получены теоретические и экспериментальные результаты для структур с омическими контактами (ОК).

Случай катодного контакта с ограниченной инжекцией (КОИ) проанализирован в [2]. В этой работе исследуется структура с катодным контактом в виде барьера Шоттки, коэффициентом инжекции которого можно управлять на стадии изготовления путем введения между металлом и n -GaAs тонкого высоколегированного слоя полупроводника. Расчет постоянной распространения проведен в квазистатическом приближении на основе вычисления малосигнального импеданса волн пространственного заряда. Достоинством реализованного [2] подхода является возможность расчета неоднородных в поперечном направлении структур. Однако в [2] не учтены продольные компоненты полей и токов в структуре, что эквивалентно предположению малых поперечных размеров относительно длины волны. Это предположение не очевидно и, как будет показано ниже, не выполняется для высших типов волн, а также для основной волны в окрестности критического уровня легирования.

В связи с этим представляет интерес более строгое решение задачи в электродинамической постановке, с учетом всех компонент полей и без каких-либо предварительных предположений о величине связи волн пространственного заряда (ПЗ) и электромагнитных волн, представляющих две ветви единого волнового процесса, существующего в анализируемой структуре.

На рис. 1 изображен плоскопараллельный волновод, заполненный полупроводником типа A_xB_{1-x} (GaAs, InP), обладающим ОДП во внешнем постоянном электрическом поле E_0 ; ϵ , μ — относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, v_0 — скорость дрейфа ПЗ.

Предполагается, что одним из известных способов в структуре создано равномерное распределение постоянного электрического поля, так что среда описывается тензором проводимости $\hat{\sigma}$:

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_d & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $\sigma_0 = e n \mu_e$ — статическая проводимость среды, $\sigma_d = e n \mu_d$ — малосигнальная дифференциальная проводимость, которая может быть отрицательной при соответствующих значениях E_0 (n — концентрация носителей заряда, μ_e , μ_d — статическая и дифференциальная подвижности электронов).

Электромагнитные процессы описываются системой уравнений Максвелла и материальных уравнений, в которых в линейном мало-сигнальном приближении выражение для тока проводимости имеет вид

$$\vec{j} = \hat{\sigma} \vec{E} + \rho \vec{v}_0 - D_e \nabla \rho. \quad (2)$$

Здесь и ниже \vec{E} , \vec{H} , j , ρ — переменные составляющие полей, тока и пространственного заряда, D_e — коэффициент диффузии. Уравнение относительно вектора электрического поля имеет вид

$$\nabla^2 \vec{E} + k^2 \left(1 - i \frac{\hat{\sigma}}{\omega \epsilon_0} \right) \vec{E} - i B_e \operatorname{div} \vec{E} \vec{y}_0 + (iL - 1) \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{E} = 0. \quad (3)$$

Здесь использованы обозначения: $k = \sqrt{\omega \epsilon_0 \mu_e}$, $B_e = k^2 v_0 / \omega$, $L = k^2 D_e / \omega$; ω — круговая частота электромагнитных колебаний.

Решение будем искать в виде волнового процесса по оси $z \sim e^{i(\omega t - \gamma z)}$, где γ — комплексная постоянная распространения. Тогда уравнение (3) переходит в алгебраическую систему относительно комплексных амплитуд. Приравнивая к нулю определитель этой системы, с учетом $\partial/\partial x = 0$ получим характеристическое уравнение, связывающее волновые числа k_y и γ :

$$\left[k_y^2 + \gamma^2 - k^2 \left(1 - i \frac{\sigma_0}{\omega \epsilon_0} \right) \right] \left\{ [(iL - 1) k_y + B_e] (iL - 1) k_y \gamma^2 - \right. \\ \left. - \left[\gamma^2 - k^2 \left(1 - i \frac{\kappa \sigma_0}{\omega \epsilon_0} \right) + iL k_y^2 + k_y B_e \right] \left[iL \gamma^2 + k_y^2 - k^2 \left(1 - i \frac{\sigma_0}{\omega \epsilon_0} \right) \right] \right\} = 0, \quad (4)$$

где $\kappa = \mu_d / \mu_e$. При $D_e = 0$ это уравнение совпадает с уравнением, полученным в [1] без учета диффузии.

Анализ уравнений (3) и (4) показывает, что в объеме полупроводника существуют волны двух типов — электрического и магнитного. Распространение волны типа H не сопровождается появлением ПЗ. Волна типа E имеет компоненту $E_y \neq 0$, и поэтому здесь принципиален учет ОДП. Распространение E -волны сопровождается возбуждением неравновесного ПЗ, что приводит к сильной зависимости свойств E -волн от пролетных эффектов, обусловленных дрейфом носителей заряда под действием внешнего поля [1].

Волны типа E и H независимо удовлетворяют граничным условиям, что позволяет провести анализ каждой из них в отдельности. Для E -волн связь волновых чисел k_y и γ определяется из условия равенства нулю второго множителя уравнения (4). Точное аналитическое решение этого уравнения относительно k_y дает четыре комплексных корня k_{yi} , $i = 1, 2, 3, 4$. Два корня определяют быстрые электро-

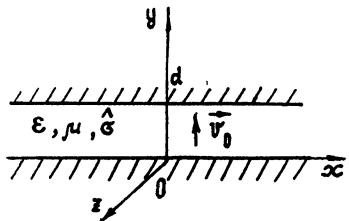


Рис. 1.

магнитные волны, третий обусловлен дрейфом ПЗ, а четвертый — существованием диффузии [2]. Однако все четыре волны представляют собой ветви единого волнового процесса. Граничным условиям они удовлетворяют только в совокупности и не могут распространяться независимо. Таким образом, поле волны типа E можно представить в виде

$$E = \sum_{i=1}^4 e_i e^{-ik_y i} y. \quad (5)$$

2. Для нахождения дисперсионных зависимостей и распределения полей собственных волн систему уравнений, следующую из (3) и (5), необходимо дополнить граничными условиями. Чтобы получить замкнутую систему уравнений, кроме известного условия на металле $E_t|_{y=0}=0$ необходимо привлекать дополнительные граничные условия. На омическом контакте таким условием является $E_y=0$ [3]. Для КОИ в [4] предлагается использовать связь тока проводимости j_k и поля E_y на контакте в виде $j_k=GE_y$, где G — коэффициент инжекции. Тогда из условия непрерывности тока получим граничное условие на КОИ:

$$(\sigma_d - G) E_y + \rho v_0 - D_e \nabla \rho|_{y=0} = 0. \quad (6)$$

В пределе, при $G \rightarrow \infty$, условие (6) совпадает с условием ОК. Способ реализации КОИ и метод расчета величины G описаны в [2], поэтому будем считать G заданной величиной, не зависящей от амплитуды сигнала. Из (3), (5), (6) получим систему уравнений для определения комплексных амплитудных коэффициентов:

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^4 \alpha_i e_{yi} &= 0, \quad \sum_{i=1}^4 \alpha_i e_{yi} e^{-ik_y i d} = 0, \quad \sum_{i=1}^4 e_{yi} e^{-ik_y i d} = 0, \\ \sum_{i=1}^4 [\sigma_d - G + \epsilon \epsilon_0 (D_e k_{yi} - iv_0) (k_{yi} + \alpha_i \gamma)] e_{yi} &= 0, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\alpha_i = \frac{k_{yi} \gamma (1 - iL)}{k_{yi}^2 + iL\gamma^2 - k^2 \left(1 - i \frac{\omega \sigma_0}{\omega \epsilon \epsilon_0}\right)}. \quad (8)$$

При этом учтена вытекающая из (3) связь между компонентами электрического поля $e_{zi} = \alpha_i e_{yi}$.

Дисперсионное уравнение для волноведущей структуры получим, приравнивая к нулю определитель системы (7). Это трансцендентное уравнение с комплексными коэффициентами, и найти его точное решение не представляется возможным. Для частного случая нулевой диффузии в предположении $\gamma \sim k$ [1] можно получить приближенное аналитическое решение, соответствующее основной квази-Т-волне:

$$\begin{aligned} \gamma = k \left\{ \left[\left(1 - i \frac{\sigma_0}{\omega \epsilon \epsilon_0}\right) \left(1 - \frac{i \epsilon \epsilon_0 v_0 k_{y1}}{\sigma_d - G}\right) ik_{y1} d \right]^2 \right. &\left[ik_{y1} d \left(1 - \right. \right. \\ &\left. \left. - \frac{i \epsilon \epsilon_0 v_0 k_{y1}}{\sigma_d - G}\right) + e^{-ik_{y1} d} - 1 \right]^{-1} \right\}^{1/2}. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь

$$k_{y1} = \frac{\omega}{v_0} \left(1 - i \frac{\omega \sigma_0}{\omega \epsilon \epsilon_0}\right). \quad (10)$$

При $G \rightarrow \infty$ это уравнение совпадает с уравнением для ОК [1].

Для строгого анализа дисперсионных характеристик разработан численный алгоритм поиска комплексных корней полученного дисперсионного уравнения, реализованный на ЕС ЭВМ. При этом для квази- T -волны в качестве начального приближения использовалось выражение (9). С целью выявления существенно новых для КОИ закономерностей волнового процесса и сравнения с результатами известных работ для омического контакта расчеты проводились при тех же параметрах волноведущей структуры, что и в [1]: $\kappa = -0,25$, $\mu_e = 0,6 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $d = 10 \text{ мкм}$, $v_0 = 1 \cdot 10^5 \text{ м/с}$, $D_e = 0$.

3. Исследовалось влияние уровня легирования, в том числе перехода к сверхкритическому уровню легирования, на характер дисперсии. На рис. 2а, б приведены графики зависимости вещественной и мнимой частей постоянной распространения от поперечного угла пролета $\varphi = \omega d/v_0$ для квази- T -волны при различных значениях концентрации носителей в субкритически легированном полупроводнике: кривая 1 — $n = 0,46 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, омический контакт; 2 — $n = 0,92 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, омический контакт; 3 — $n = 0,92 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $G = g_0$; 4 — $n = 0,92 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $G = 0$. С увеличением номера гармоники пролетной частоты влияние пролетных эффектов ослабляется.

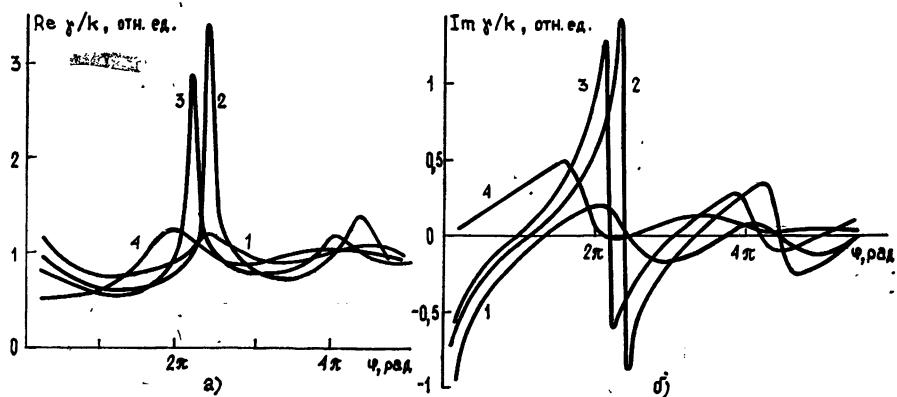


Рис. 2.

Расчет компонент электрического поля квази- T -волны показывает, что продольная E_z -компоненты мала по сравнению с E_y -компонентой ($|E_z|/|E_y| \sim 10^{-3}$).

Полученные закономерности подтверждаются результатами теоретических работ [1, 2] и экспериментальными результатами по исследованию усилительных диодов Ганна [5]. Кривые 1 рис. 2а, б обнаруживают и хорошее количественное совпадение с результатами [1] для аналогичных параметров структуры. Это говорит о том, что предположения, принятые в [1, 2], выполняются с довольно высокой степенью точности. Исключение составляет некоторая область вблизи критического уровня концентрации, поскольку здесь наблюдается замедление волны (кривая 2 рис. 2а и кривая 2 рис. 3а) и нарушается условие $\gamma \sim k$.

Исследование зависимости постоянной распространения от концентрации носителей заряда в полупроводнике показывает, что при определенном уровне легирования ($n \approx 0,97 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) наблюдается резкое качественное изменение характера дисперсии. Соответствующие дисперсионные кривые для ОК приведены на рис. 3а, б (кривая 1 — $n = 0,94 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, 2 — $n = 0,96 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, 3 — $n = 0,98 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, 4 — $n = 1,0 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$). Отметим, что этот качественный скачок совпадает с условием электрической неустойчивости ганновской структуры [3], которое для выбранных параметров волноведущей системы дает $n_{kp} \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Как видно из рис. 3а, б, при $n > n_{kp}$ (кривые 3, 4), в отличие от субкритического легирования (кривые 1, 2), на дисперсион-

ных кривых появляются точки ветвления $\operatorname{Re} \gamma/k = 0$, и в области аномальной дисперсии теперь имеет место соотношение $\operatorname{Im} \gamma/k > 0$. Это свидетельствует о возникновении условий для абсолютной неустойчивости в волноведущей системе. Важным результатом является то, что при $n > n_{kp}$ вблизи пролетной частоты функция $\operatorname{Re}(\phi)\gamma/k$ обращается в нуль. Это говорит о поперечном резонансе электромагнитных волн.

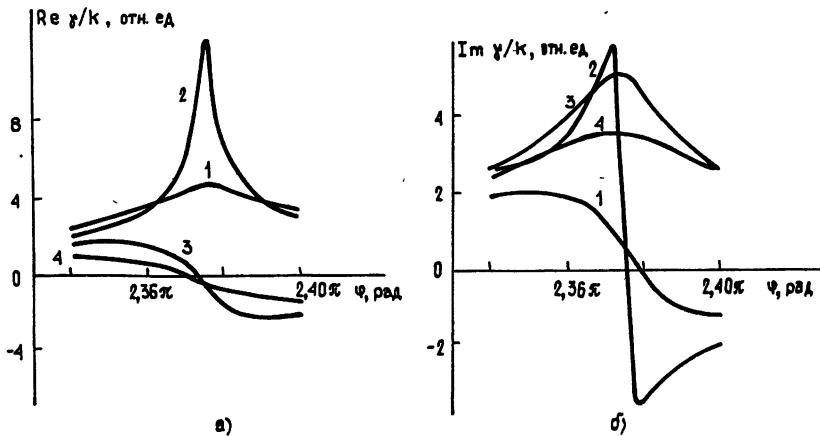


Рис. 3.

На этой частоте ганновская структура произвольной длины может рассматриваться как с сосредоточенными источниками.

4. Графики дисперсионных зависимостей $\operatorname{Re}(\phi)\gamma/k$ и $\operatorname{Im}(\phi)\gamma/k$ при различных значениях коэффициента инжекции катодного контакта приведены на рис. 2а, б. Наибольший практический интерес представляют значения $G=0$ (кривая 4) и $G=\sigma_0$ (кривая 3). Последний вариант, когда ток инжекции равен объемному току проводимости, интересен тем, что позволяет реализовать наиболее равномерное распределение статического поля в структуре [6].

Качественно такие результаты, как смещение максимума коэффициента усиления в сторону более низких частот, увеличение ширины полосы усиления волноведущей системы при уменьшении G (кривые 3, 4 рис. 2а, б) совпадают с результатами работы [2].

Это обусловлено подавлением пролетных эффектов за счет снижения тока инжекции на катоде. Графики рис. 2б показывают также качественное совпадение с результатами расчетов одномерной модели усилительного диода Ганна [6].

5. Реализация численного алгоритма решения дисперсионного уравнения позволила впервые провести анализ не только квази- T -волны, но и волн высших типов. В [1] из условия малого поперечного размера волноведущей структуры было высказано предположение о ее сильной запредельности для высших типов волн. Проведенный анализ корней дисперсионного уравнения показал, что в условиях сильного взаимодействия быстрых электромагнитных волн с ВПЗ возможно эффективное распространение E -волн высших типов. Это взаимодействие имеет резонансный характер и наблюдается для четных электрических типов волн, имеющих в направлении дрейфа носителей компоненту постоянной распространения, сравнимую с постоянной распространения ВПЗ на пролетной частоте и ее гармониках.

На рис. 4 представлены дисперсионные характеристики волны типа E_2 (кривая 1 — $\operatorname{Re} \gamma/k$, 2 — $\operatorname{Im} \gamma/k$, $n = 0.92 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, омический контакт). Идентификация типов волн осуществлялась путем исследования соответствующих картин распределения полей. На рис. 5 приведены графики распределения по поперечному сечению амплитуды (кри-

вая 1 — $|E_y|$, кривая 2 — $|E_z|$) и фазы $\delta = \arctg(\operatorname{Re} E / \operatorname{Im} E)$ (кривая 3 — для E_y , кривая 4 — для E_z) компонент электрического поля волны типа E_2 при $\varphi = 2,4\pi$.

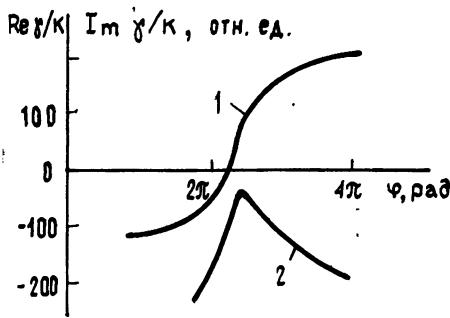


Рис. 4.

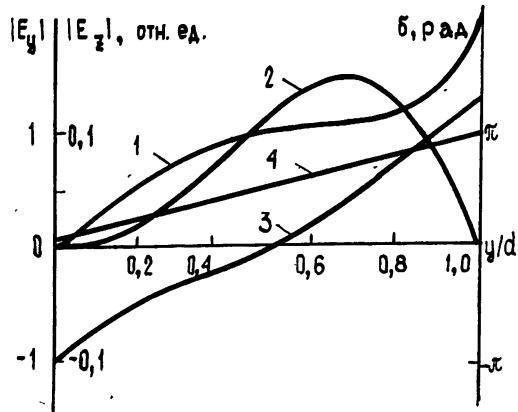


Рис. 5.

Распространение высших типов волн может сопровождаться существенным их замедлением (кривая 1 рис. 4). При этом длина волн становится сравнимой с поперечными размерами используемых на практике приборов, например усилительных диодов Ганна, и может приводить к нежелательным искажениям импедансных характеристик за счет паразитных резонансов. В настоящее время отсутствует информация об экспериментальном подтверждении эффекта распространения сильно замедленных высших типов волн в подобных волноведущих системах. Косвенным подтверждением могут быть результаты работы [5], в которой исследовалась зависимость импеданса усилительного диода Ганна от частоты и были обнаружены дополнительные пики коэффициента усиления неизвестного происхождения. Данных, приводимых в [5], недостаточно для численного сравнения результатов, но тем не менее объяснение дополнительных пиков на импедансных характеристиках резонансом высших типов волн на длине структуры диода Ганна представляется наиболее вероятным.

Основные результаты, полученные в работе, состоят в следующем:

1) Получено дисперсионное уравнение для основного и высших типов волн в структуре с произвольным типом контактов, учитывающее взаимодействие ВПЗ и быстрых электромагнитных волн.

2) Разработана программа численного анализа на ЕС ЭВМ дисперсионных характеристик основного и высших типов волн плоскопараллельного волновода с полупроводниковым заполнением.

3) Проведено исследование дисперсии основной квази- T -волны. Получены новые численные результаты по влиянию концентрации носителей на характер дисперсии в области критического уровня легирования.

Исследовано влияние коэффициента инжекции катодного контакта на дисперсионные характеристики волноведущей системы.

4) Показано, что предположение слабого взаимодействия ВПЗ и быстрых электромагнитных волн справедливо только для основной квази- T -волны, исключая область вблизи критического уровня концентрации. Вследствие указанного взаимодействия в плоскопараллельном волноводе становится возможным эффективное распространение медленных волн, структура полей которых соответствует структуре высших типов волн.

ЛИТЕРАТУРА

- Барыбин А. А., Пригородский В. М. — Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1978, 12, с. 8.

- 2 Aishima A., Fukushima Y.—IEEE Trans., 1984, MTT-32, № 2, p. 157.
- 3 Бенч-Бруевич В. Л., Звягин И. П., Миронов А. Г. Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках.—М.: Наука, 1972.—416 с.
- 4 Yu S. P., Tantraporn W., Young J. D.—IEEE Trans., 1971, ED-18, № 2, p. 88.
5. Хакки Б. В. В кн.: Новые методы полупроводниковой СВЧ-электроники. Эффект Ганна и его применение / Под ред В. И. Стafeева.—М.: Мир, 1968, с. 193.
6. Кокорев М. Ф.—Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1983, 3, с. 36.

Ростовский государственный
университет

Поступила в редакцию
21 февраля 1986 г.,
после переработки
18 ноября 1986 г.

ON THE DISPERSION IN THE SEMICONDUCTOR PARALLEL-PLATE WAVEGUIDE WITH THE ARBITRARY KIND OF CONTACTS

S. I. Tolstolutskij, V. S. Mikhalevskij, Yu. M. Sinel'nikov

Semiconductor filled parallel-plate waveguide with the arbitrary kind of cathode contact is analyzed in terms of eigen-mode technique. The influence of cathode contact injection coefficient and of other wave propagation system parameters on dispersion characteristics of dominant and higher-order modes is investigated. Calculation were made in the case of slow space-charge waves and fast electromagnetic waves coupling, that made it possible to obtain a number of new physical results.

ИНСТРУКЦИЯ ПО СОСТАВЛЕНИЮ РЕФЕРАТОВ

1. В реферате кратко излагается основное содержание статьи. Реферат должен дать читателю представление о характере освещаемой работы, оригинальности постановки вопроса, методике проведения исследования и его основных результатах.

2. Реферату должно предшествовать библиографическое описание в следующем виде: название статьи, фамилия и инициалы автора, название журнала, где помещается статья. Текст реферата начинается непосредственно с изложения существа работы без повторения заголовка. Форма изложения материала не обязательно должна повторять форму изложения оригинальной статьи.

3. Если оригинал содержит большое количество цифровых данных, их следует обобщить и систематизировать.

4. Средний объем реферата 1,5—2 страницы машинописного текста, отпечатанного через два интервала на белой писчей бумаге обычного формата (30×21) в двух экземплярах с полем 4 см с левой стороны.

5. Таблицы, схемы, графики и пр. могут быть включены в том случае, если они отражают основное содержание работы или сокращают текст реферата. Сообщение о наличии в реферируемой работе таблиц, схем, графиков, фотографий, карт, рисунков необходимо давать в конце реферата. Например, табл. 2, ил. 10.

6. Формулы приводятся только в том случае, если они необходимы для понимания статьи. Громоздкие математические выражения помещать не следует. Формулы следует вписывать четко, не изменяя принятых в оригинале обозначений величин. Формулы и буквенные обозначения вписываются черными чернилами во второй экземпляре. Вписывание формул и буквенных обозначений, а также исправление замеченных опечаток в первом экземпляре не делается.

7. В конце реферата в квадратных скобках указывается название учреждения или предприятия, в котором автор реферируемой работы (если эти данные приводятся в статье) провел работу. Подпись автора и дату написания реферата следует ставить в левом нижнем углу на обоих экземплярах реферата.