

УДК 621 382.323

ИЗБЫТОЧНЫЙ ШУМ СТРУКТУР, НЕ ИМЕЮЩИХ СКВОЗНЫХ МАКРОДЕФЕКТОВ В ДИЭЛЕКТРИКЕ

Г. П. Жигальский, А. С. Федоров, А. Н. Болтнев

Приведены результаты экспериментальных исследований избыточного шума МДП структур. Показано, что наблюдаемые зависимости спектральной плотности избыточного шума от частоты и напряжения смещения на структуре согласуются с существующими моделями флуктуации поверхностного потенциала и туннельным механизмом возникновения шума.

Исследование избыточного шума способствует в настоящее время решению многих проблем, относящихся к изучению и практическому применению МДП приборов. Зависимость параметров избыточного шума от электрофизического состояния исследуемого объекта позволяет не только определять различные физические характеристики, но и прогнозировать стабильность и надежность объекта в целом.

Известен ряд моделей [1, 2], связывающих избыточный шум в МДП системах с наличием постоянного тока утечки по каналам проводимости в диэлектрике, образованным макродефектами типа пор и трещин. Вместе с тем уровень развития современной технологии МДП интегральных схем позволяет изготавливать диэлектрические слои практически без сквозных дефектов, что обуславливает актуальность дальнейшей разработки физических моделей избыточного шума, не ставящих его в зависимость от тока утечки через диэлектрик.

В данной работе приведены результаты экспериментальных исследований избыточного шума в МДП структурах, не имеющих сквозных макродефектов в диэлектрике. Показано, что возникновение шума обусловлено флуктуационными процессами на границе раздела полупроводник — диэлектрик и в области пространственного заряда (ОПЗ).

1. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Образцы были изготовлены с использованием технологических операций, применяемых обычно в производстве n -канальных МДП транзисторов, на пластинах КДБ-4, 5 (пластины кремния p -типа ориентации {100}, легированного бором, с удельным сопротивлением $\rho = 4,5 \text{ Ом} \cdot \text{см}^{-1}$). Слои двуокиси кремния толщиной 50 нм получали термическим окислением пластин в атмосфере сухого кислорода с добавкой газообразного хлористого водорода.

Контакты изготавливали фотолитографией по алюминию, нанесенному методом термического испарения в вакууме непосредственно на слой двуокиси кремния. Площадь каждого электрода составляла 0,5 мм². На одной подложке размещалось до 500 структур.

Измерения шума производили в диапазоне частот 20 Гц ÷ 200 кГц, по методике [3]. Исследуемый шум МДП структуры усиливали предварительным маломушящим усилителем и подавали на анализатор спектра СБ-3 при измерениях на частотах до 20 кГц или на селективный микровольтметр ВБ-2 при измерениях на частотах от 20 до 200 кГц.

Наряду с исследованиями спектральной плотности избыточного шума производили измерения токов утечки с помощью электрометра ЭД-05М, вольт-фарадных характеристик и тангенса угла диэлектрических потерь мостовым методом.

Все изготовленные образцы МДП структур предварительно проверяли по величине тока утечки I при напряженности электрического поля в диэлектрике $E=8 \text{ МВ} \cdot \text{см}^{-1}$.

В дальнейшем шум исследовали на образцах, имеющих $I \leq 25 \text{ нА}$ т. е. практически не содержащих сквозных макродефектов в диэлектрике.

Во время измерений образцы находились в термостатированной камере, где можно было поддерживать температуру в диапазоне $300 \div 500 \text{ К}$. Исследовали также влияние освещенности поверхности структур на характер шума. В качестве источника белого света использовали осветительную систему лабораторного монохроматора УМ-2 с электрической лампой К-12.

Исследования проводили на пяти технологических партиях пластин, изготовленных в одинаковых условиях. Каждая партия состояла из десяти пластин.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Спектральную плотность мощности шума МДП структур вычисляли по формуле

$$S_I(f) = [\bar{i}^2(f)/\Delta f_{\text{ш}}], A^2 \cdot \Gamma \Omega^{-1}, \quad (1)$$

где \bar{i}^2 — среднеквадратичное значение эквивалентного генератора шумового тока МДП структуры, рассчитанное с учетом полной входной проводимости усилителя, а также полных проводимостей МДП структуры и схемы задания напряжения смещения для частоты измерения f при напряжении смещения U ; $\Delta f_{\text{ш}}$ — эквивалентная шумовая полоса пропускания анализатора спектра. Следует заметить, что в общем случае при измерениях избыточного шума необходимо учитывать тепловой шум структуры. При этом спектральную плотность напряжения теплового шума МДП структуры можно определить по формуле Найквиста [4]:

$$S_T(f) = 4kT\{R/[1 + (\omega RC)^2]\}, \quad (2)$$

где k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура; R, C — дифференциальное активное сопротивление и емкость МДП структуры соответственно при напряжении смещения U ; $\omega = 2\pi f$. При этом следует иметь в виду ряд обстоятельств. Так, теорема Найквиста (2) описывает тепловой шум объекта в равновесном состоянии, тогда как реальные МДП структуры при напряжении смещения могут находиться в равновесном термодинамическом состоянии далеко не всегда [4]. Кроме того, для исследованных МДП структур $C=300 \text{ нФ}$, сопротивление утечки $R_{\text{ут}} \approx 20 \text{ ТОм}$ (при рабочих значениях $E \leq \text{МВ} \cdot \text{см}^{-1}$ и $I \leq 0,5 \text{ нФ}$). В рассматриваемом диапазоне частот ($20 \text{ Гц} \div 200 \text{ кГц}$) $(\omega RC)^2 \gg 1$ и тепловой шум практически не может быть обнаружен. Результаты экспериментов подтверждают, что при всех режимах измерения шум МДП структур превышает шум Найквиста.

Экспериментальные зависимости спектральной плотности шума от частоты приведены на рис. 1. Около экспериментальных точек обозначены доверительные интервалы, рассчитанные при доверительной вероятности 0,99 для каждого отдельного измерения спектральной плотности шума $S_I(f)$ согласно [5]. Из рис. 1 видно, что в области частот $f \leq 2 \text{ кГц}$ спектральная плотность шума МДП структур при любых напряжениях смещения уменьшается с ростом частоты по закону

$S_I(f) \sim f^{-\nu}$, причем показатель формы спектра ν различен для разных напряжений. На частотах $f \gtrsim 2$ кГц избыточный шум при обедняющем напряжении смещения возрастает с частотой и проходит через максимум при $f = 40 \div 100$ кГц (рис. 1, кривая 2), в то время как для области обогащения (кривая 3) и инверсии (кривая 1) шум монотонно уменьшается с частотой во всем исследованном диапазоне вплоть до $f = 200$ кГц. Заметим, что в работе [6] были получены зависимости $S_I(f)$ для МНОП структур с малыми токами утечки, имеющие при $f \gtrsim 1,0$ кГц область возрастания спектральной плотности шума с частотой, подобные наблюдаемым нами.

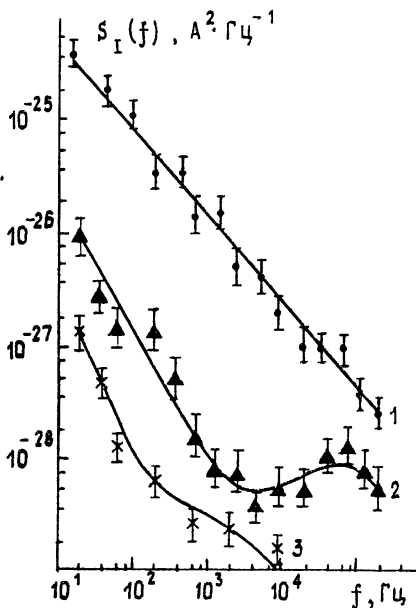


Рис. 1.

Рис. 1 Зависимости спектральной плотности избыточного шума от частоты при различных напряжениях смещения на структуре:
1 — $U = +10$ В, 2 — $U = -4$ В, 3 — $U = -10$ В.

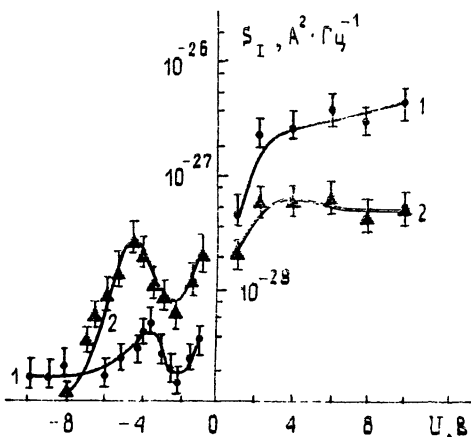


Рис. 2.

Рис. 2 Зависимости спектральной плотности избыточного шума от напряжения смещения на структуре для различных частот:
1 — $f = 40$ кГц, 2 — $f = 2$ кГц

Сопоставление типичной зависимости спектральной плотности шума от напряжения смещения на структуре (рис. 2) с соответствующей этим образцам вольт-фарадной характеристикой (рис. 3) показывает, что максимум шума наблюдается в области обеднения при $U = -(4 \div 6)$ В, а минимум — при переходе от обеднения к инверсии (при $U \approx -2$ В).

Экспериментальные результаты, приведенные на рис. 1 и 2, могут быть объяснены на основе известных моделей избыточного шума, не связанных с наличием каналов проводимости в диэлектрике. Это теория, объясняющая возникновение избыточного шума флуктуациями поверхностного потенциала [8, 9], а также модель, являющаяся модификацией теории Мак-Уортера [10], которая рассматривает туннельные переходы носителей заряда из объема полупроводника на ловушки в окисле и обратно вблизи границы раздела [11, 12] как основной механизм появления шумов в МДП системах.

Названные теории базируются на экспериментально подтверждаемой зависимости спектральной плотности избыточного шума от плотности ловушек (N_t) на границе раздела полупроводник—окисел или в самом

окисле [8–12], т. е. $S_I(f) \sim N_t(\mathcal{E}, x)$ (\mathcal{E} —энергия, x —расстояние, отсчитываемое от поверхности полупроводника в глубь окисла). При этом энергетическое и пространственное распределение ловушек в значительной степени определяют характер зависимостей избыточного шума от напряжения смещения на структуре и частоты измерения шума. Так, наблюдаемый максимум шума в диапазоне высоких частот на рис. 1 (кривая 2), по-видимому, обусловлен влиянием больших концентраций ловушек вблизи границы кремний—двуокись кремния, характерные постоянные времени которых составляют $\tau \approx 1,6 \div 16$ мкс (процесс туннелирования имеет постоянные времена $\tau \sim e^x$) [10, 12].

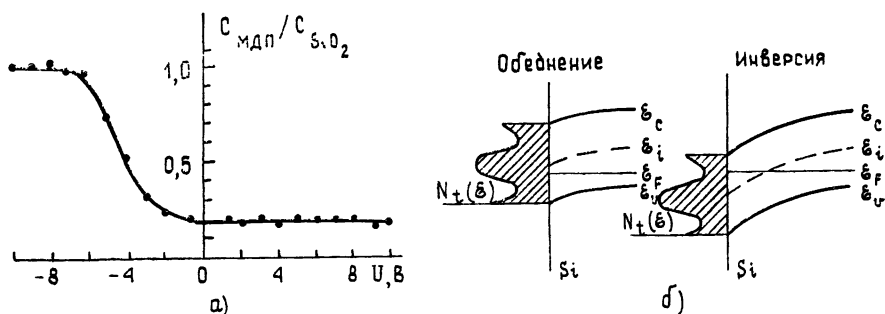


Рис. 3 Вольт-фарадная характеристика при частоте измерительного сигнала 10 кГц (а) и распределение плотности ловушек по энергиям $N_t(\mathcal{E})$ [7] (б) для режимов обеднения и инверсии, \mathcal{E}_c , \mathcal{E}_i , \mathcal{E}_F , \mathcal{E}_v — положения уровней, соответствующие значениям энергии края зоны проводимости, середины запрещенной зоны, уровня Ферми и края валентной зоны

Известно [7, 13], что при термическом окислении кремния образуются ловушки в окисле и на границе раздела с кремнием, энергетические уровни которых расположены в запрещенной зоне полупроводника. При этом переходы носителей заряда из полупроводника на состояния в окисле и обратно наиболее вероятны через ловушки, локализованные вблизи границы раздела Si—SiO₂. Распределение ловушек по энергии $N_t(\mathcal{E})$ непрерывно и обычно имеет максимум, расположенный около середины запрещенной зоны \mathcal{E}_i [7, 13]. Рис. 3б иллюстрирует распределение плотности ловушек в МДП структуре для области обеднения и инверсии [14], позволяющее объяснить зависимость избыточного шума от напряжения смещения (рис. 2). При некотором напряжении смещения на МДП структуре в диапазоне между напряжением плоских зон (U_{FB}) и напряжением, при котором происходит инверсия типа поверхностной проводимости ($U \approx -2$ В), изгиб энергетических зон на поверхности раздела кремния с окислом обуславливает совпадение энергетического положения максимальной плотности ловушек в распределении $N_t(\mathcal{E})$ с энергией Ферми \mathcal{E}_F (рис. 3б). Известно, что наибольший вклад в уровень избыточного шума вносят ловушки, энергетические уровни которых в данный момент близки к энергии Ферми \mathcal{E}_F [10–12, 14], поэтому положение и характер наблюдаемого максимума шума на зависимостях $S_I(U)$ (рис. 2) можно объяснить положением и формой энергетического распределения ловушек $N_t(\mathcal{E})$ относительно запрещенной зоны кремния. Существование максимума в энергетическом распределении плотности ловушек $N_t(\mathcal{E})$, расположенного около \mathcal{E}_i (рис. 3б), подтверждается и зависимостями $S_I(f)$ на рис. 1. Действительно, совпадение энергетического положения максимума в $N_t(\mathcal{E})$ с уровнем Ферми возможно только при обедняющих изгибах зон (рис. 3б), и характерный максимум шума в диапазоне высоких частот на зависимостях $S_I(f)$ наблюдается только при обедняющих напряжениях на структурах (рис. 1, кривая 2).

Непосредственно сам процесс возникновения флуктуаций при туннелировании носителей заряда через границу раздела на ловушки в окисле и обратно хорошо изучен в случае малых толщин диэлектрических слоев $h_{\text{SiO}_2} \leq 5 \text{ нм}$ [10–12]. В МДП структурах с более толстым диэлектриком следует учитывать возможность тепловой активации носителей заряда на благоприятные для туннельных переходов уровни с заполненных поверхностных примесных уровней. Последние играют роль резервуара носителей, который опустошается посредством туннелирования [13]. Термически облегченное туннелирование может являться механизмом возникновения избыточного шума в случае достаточно толстых диэлектрических слоев ($10 \text{ нм} \leq h_{\text{SiO}_2} \leq 100 \text{ нм}$).

В области напряжений смещения от U_{FB} до инверсии поверхностной проводимости важное значение в процессе возникновения избыточного шума имеет ширина области пространственного заряда. Так, максимум шума наблюдается при определенной ОПЗ, а дальнейшее ее расширение приводит к ограничению числа основных носителей заряда, поступающих на границу Si—SiO₂ через ОПЗ, и, следовательно, к снижению величины шума. С момента образования инверсного поверхностного слоя ОПЗ перестает расти, что должно привести к снижению шума. Это и наблюдается на экспериментальных зависимостях $S_I(U)$ при напряжении на структуре $U \approx -2 \text{ В}$ (рис. 2).

Согласно рассмотренной модели возникновения шума обмен носителями через более широкую область пространственного заряда требует больших времен, следовательно, шум на высоких частотах с ростом ОПЗ должен спадать при более отрицательных смещениях, чем на низких частотах. С другой стороны, по мере роста частоты измерения величина изгиба энергетических зон, при которой происходит «выключение» состояний, сдвигается в сторону области обогащения, что хорошо заметно по смещению максимума на рис. 2 (кривые 1 и 2).

Меньший уровень избыточного шума в режиме обогащения по сравнению с инверсией (рис. 2) объясняется отсутствием генерационно-рекомбинационных процессов возникновения шума в области пространственного заряда при обогащении.

Отметим, что рассмотренная модель возникновения избыточного шума предполагает только приложение электрического поля к МДП структурам, а не наличие каналов проводимости в слое диэлектрика. В этом случае существенное влияние на характер частотных зависимостей шума оказывают флуктуации поверхностного потенциала [8, 9, 15]. При этом в спектре флуктуаций поверхностного потенциала должны преобладать высокочастотные компоненты (см. рис. 1, кривая 2), поскольку флуктуации с большими постоянными времени и имеющие соответственно большие характерные размеры эффективно экранируются зарядом противоположного знака, наведенным в металлическом электроде [15].

Рассмотренная модель флуктуаций заряда в области границы Si—SiO₂ находит подтверждение в результатах экспериментов по исследованию влияния освещенности (рис. 4) и температуры (рис. 5) на уровень избыточного шума. На рис. 4 приведены зависимости спектральной плотности шума от напряжения смещения при освещении поверхности МДП структур (кривые 2, 4) и без освещения (кривые 1, 3). Видно, что в области обогащения ($U \leq -6 \text{ В}$), когда шум МДП структур определяется главным образом свойствами диэлектрика, освещенность не оказывает существенного влияния на уровень избыточного шума для всех частот. Однако освещение структур, находящихся в режиме обеднения и инверсии, уменьшает уровень шума на частоте $f = 2 \text{ кГц}$ (рис. 4, кривые 1 и 4), но приводит к возрастанию шума на частоте $f = 40 \text{ кГц}$ (рис. 4, кривые 2 и 3). Освещение системы МДП

приводит к увеличению генерационных потоков электронно-дырочных пар, что в стационарных по освещению условиях сопровождается уменьшением характерных постоянных времени, которое равносильно увеличению высокочастотных составляющих шума.

Значительное воздействие света на избыточный шум в области инверсии происходит по следующей причине. При инверсии плотность подвижного заряда неосновных носителей настолько велика, что флуктуациями общего заряда ОПЗ, вызванными захватом на ловушки, при освещении можно пренебречь по сравнению с высокочастотными флуктуациями поверхностного слоя электронов. Процесс разделения генерируемых светом неравновесных носителей заряда в поле ОПЗ сопровождается уменьшением ее эффективной ширины вследствие сосредоточения электронов на границе кремния с окислом, что приводит к исчезновению минимума шума ($U = -2$ В на рис. 4) при наибольшей ширине ОПЗ. Вместе с тем, при освещении не наблюдается и максимума шума в области обеднения, что связано с увеличением числа переходов носителей через границу раздела Si—SiO₂ без участия ловушек, поскольку энергии квантов света оказывается достаточно для быстрого освобождения захваченных носителей.

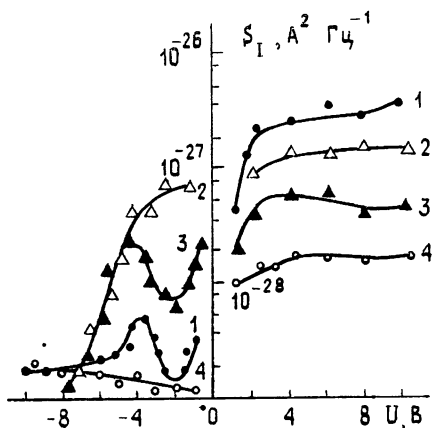


Рис. 4.

Рис. 4 Зависимости спектральной плотности избыточного шума от напряжения смещения, без освещения (1, 3) и при освещении поверхности МДП структур (2, 4) на частотах $f = 2$ кГц (кривые 1, 4) и $f = 40$ кГц (кривые 2, 3).

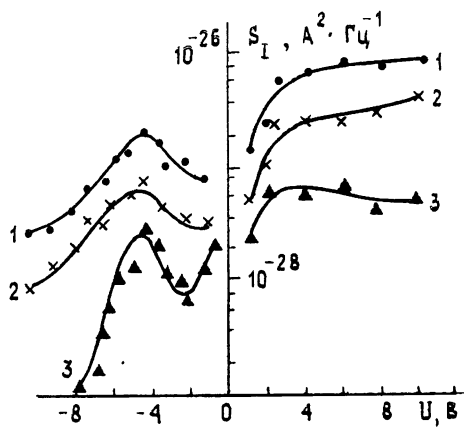


Рис. 5.

Рис. 5 Зависимости спектральной плотности избыточного шума от напряжения на структуре при различной температуре на частоте $f = 40$ кГц:

1 — $T = 350$ К, 2 — $T = 450$ К, 3 — $T = 300$ К.

На рис. 5 приведены зависимости спектральной плотности избыточного шума МДП структур, измеренные при различных температурах (на частоте $f = 40$ кГц). Температура в термостатированной камере поддерживалась постоянной (с точностью ± 2 К) в течение всего времени измерения зависимости шума от напряжения на разных частотах. Из рис. 5 следует, что нагрев МДП структур приводит не только к стимулированию флуктуационных процессов с участием электронов и дырок, как это было при освещении, но и активизирует заряд ионов в окисле. Вследствие этого происходит возрастание уровня шума в области обогащения при нагреве до 350 К (рис. 5, кривая 1). Однако при дальнейшем повышении температуры до 450 К (рис. 5, кривая 2) наблюдается снижение шума, что может быть объяснено стабилизацией свойств диэлектрика. В области обеднения и слабой инверсии

($-6 V \leq U \leq -2,5 V$) по-прежнему преобладают флуктуации заряда области границы Si—SiO₂, приводящие к возникновению максимума шума (рис. 5).

Таким образом, приведенные экспериментальные результаты показывают, что наблюдаемые зависимости спектральной плотности избыточного шума от частоты и напряжения смещения на структуре согласуются с существующими моделями флуктуаций поверхностного потенциала и туннельным механизмом возникновения шума. При этом на характер зависимостей в значительной степени влияет энергетическое и пространственное распределение ловушек, расположенных в окисле вблизи границы раздела диэлектрик—полупроводник, а также в области пространственного заряда полупроводника. Рассматриваемая модель флуктуаций заряда в области границы Si—SiO₂ подтверждается результатами экспериментов по исследованию влияния освещенности и температуры на уровень избыточного шума.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дирнлей Д, Стоунхэм А., Морган Д.—УФН, 1974, 112, вып. 1, с. 83.
2. Нахмансон Р. С., Ройзин Я. О.—Сб статей. /Под ред. А. А. Васенкова и Я. А. Федотова, 1978, вып. 3, с. 159.
3. Жигальский Г. П., Беспалов В. П.—Электронная техника. Сер. 8. Управление качеством, метрология, стандартизация, 1979, вып. 7(77), с. 26.
4. Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 1. Случайные процессы.— М.: Наука, 1976.
5. Бендат Д., Пирсол А. Измерение и анализ случайных процессов.— М.: Мир, 1974.
6. Нитрид кремния в электронике. /Под ред. А. В. Ржанова.— Новосибирск: Наука, 1982.
7. Корзо В. Ф., Черняев В. Н., Диэлектрические пленки в микроэлектронике.— М.: Энергия, 1977.
8. Niccolian E. H., Melchior H.—Bell System Technical J., 1967, 46, № 9, p. 2019.
9. Sah C. T., Nielscher F. H.—Phys. Rev. Lett, 1966, 17, № 18, p. 956
10. Мак-Уортер. В кн. Физика поверхности полупроводников.— М.: ИЛ, 1959.
11. Baskensto W. V., Viswanathan C. R.—IEEE Proc. Solid-State and Electron Devices, 1980, 127, pt. 1, № 2, p. 87.
12. Touboul A., Pelloux G., Lecoq G.—Rev. Physique Appliquee, 1978, 13, № 5, p. 227.
13. Литовченко В. Г., Горбань А. П. Основы физики микроэлектронных систем металл—диэлектрик—полупроводник.— Киев: Наукова думка, 1978.
14. Нарышкин А. К., Врачев А. С. Теория низкочастотных шумов.— М.: Энергия, 1972
15. Гергель В. А., Сурис Р. А.—ЖТФ, 1978, 75, вып. 1 (7), с. 191.

Московский институт
электронной техники

Поступила в редакцию
12 июля 1982 г.,
после доработки
27 января 1983 г.

EXCESS NOISE OF MIS STRUCTURES WITHOUT MACROEFFECTS THROUGH DIELECTRIC

G. P. Zhigal'skij, A. S. Fedorov, A. N. Boltnev

Results of experimental investigations of excess noise of MIS structures are presented. The excess noise spectral density dependences on the frequency and on the voltage applied to the structures are shown to be in a good agreement with generally accepted models of the surface potential fluctuations and the tunneling mechanism of the noise.